



# ВЫСШАЯ ШКОЛА ФИЗИКИ

---

Серия основана Госкорпорацией “Росатом”  
в 2013 г.



РОСАТОМ

## **Редакционная коллегия серии:**

В.П.Смирнов – председатель,  
В.А.Першуков, В.Е.Фортов, Е.Н.Аврорин,  
А.А.Говердовский, Ю.М.Каган, В.П.Незнамов,  
А.Н.Старостин, П.В.Сушков



Москва  
Издательский дом МЭИ  
2016

I

В.Е.Фортов

---

**Лекции по физике  
экстремальных состояний  
вещества**



Москва  
Издательский дом МЭИ  
2016

УДК 533.9.538.9:539.1.04  
ББК 22.31:22.63  
Ф 802

**Фортов В.Е.**

Ф 802 Лекции по физике экстремальных состояний вещества [Электронный ресурс] / В.Е. Фортов. — М.: Издательский дом МЭИ, 2016. — Загл. с тит. экрана. — (Высшая школа физики / ред. коллегия серии: В.П. Смирнов (пред.) [и др.]; вып. 1).

ISBN 978-5-383-01005-1

В основу книги положены лекции, прочитанные автором в Высшей школе физики, организованной госкорпорацией «Росатом», в Московском физико-техническом институте, а также материалы научных конференций и симпозиумов.

В курсе лекций обсуждаются многообразные физические явления и свойства веществ в экстремальных условиях. Рассмотрены способы генерации, диагностики, теоретические методы описания поведения вещества при экстремально высоких давлениях и температурах, а также состояния вещества с высокими плотностями энергии, возникающие на разных этапах эволюции астрофизических объектов под действием гравитации и термоядерного энерговыделения.

Настоящее электронное издание подготовлено на основе одноименного печатного издания, вышедшего в Издательском доме МЭИ в 2013 году.

Книга может быть полезной широкому кругу ученых, аспирантов и студентов естественнонаучных специальностей, открывая им доступ к оригинальным работам и позволяя ориентироваться в увлекательных проблемах современной физики экстремальных состояний вещества.

УДК 533.9.538.9:539.1.04  
ББК 22.31:22.63



## К ЧИТАТЕЛЮ

---

Вы держите в руках курс лекций из серии «Высшая школа физики» Госкорпорации «Росатом».

Высшая школа физики — инициатива Росатома, направленная на подготовку и воспитание ученых нового поколения в области теоретической и экспериментальной физики, привлечение талантливой молодежи в сферу науки и инноваций.

Книги данной серии подготовлены ведущими учеными Российской академии наук, отраслевых научно-исследовательских центров и содержат сведения о самых актуальных направлениях теоретической и экспериментальной физики.

Я очень надеюсь, что книги этой серии станут настольными для студентов и аспирантов профильных направлений и специальностей, молодых ученых и всех работников атомной отрасли, заинтересованных в совершенствовании своих научно-технических компетенций.

Для Росатома дело чести и профессиональной зрелости — вдохнуть свежие силы в атомную энергетику и промышленность: вырастить плеяду ученых-физиков будущего, которые станут генераторами инновационных идей, драйверами мировой ядерной индустрии.

**В.А. Першуков,**  
*заместитель генерального директора —  
директор Блока по управлению инновациями  
Госкорпорации «Росатом»*

## ОТ РЕДАКЦИОННОЙ КОЛЛЕГИИ

Успешная история атомного проекта, определившая устойчивость нашей страны на многие десятилетия, была результатом труда громадного коллектива ученых, инженеров и рабочих. В разрушенной войной стране ценой неимоверных усилий, без развитой инфраструктуры приборостроения, при отсутствии необходимых уникальных материалов и соответствующей промышленности была решена задача создания атомного щита. Отдавая должное всем участникам проекта, на первое место следует выдвинуть решающий вклад ученых. Яркие представители физических и химических наук, материаловеды нашли решения сложнейших проблем, стоявших на пути создания атомного оружия. Мы с гордостью вспоминаем И.В. Курчатова, Ю.Б. Харитона, И.Е. Тамма, А.Д. Сахарова, К.И. Щелкина, Д.А. Франк-Каменецкого, В.Л. Гинзбурга, Е.И. Забабахина и многих других видных ученых, ведших за собой коллег и учеников. Успех был определен талантом и широким диапазоном знаний лидеров. Еще и сегодня продолжатели их дела и ученики успешно работают в нашей отрасли над многими направлениями в гражданских и оборонных сферах.

Современные проблемы развития науки и технологий также требуют научных лидеров — продолжателей традиций предыдущих поколений. Воспитание таких лидеров и является предметом заботы Росатома. Именно поэтому возникла идея создания Высшей школы физики (ВШФ) для молодых сотрудников институтов Росатома. Основной задачей ВШФ является расширение кругозора молодых людей — слушателей Школы путем организации на базе крупнейших научных центров Росатома четырех двухнедельных модулей, во время которых ведущие ученые России читают лекции, представляющие разные области физики и смежных наук.

Отбор читаемых курсов и лекторов производит Научный совет Школы. В состав Совета вошли известные ученые из ВНИИТФ (г. Снежинск), ВНИИЭФ (г. Саров), ТРИНИТИ (г. Троицк) и ФЭИ (г. Обнинск). Продолжительность каждого курса составляет шесть лекций; каждую неделю читается два курса; число слушателей — не более 20 человек, что создает предпосылки для непосредственного контакта лектора с аудиторией.

Важно, что слушатели отвлекаются только два раза в год на две недели. Набор в школу проводят руководители институтов среди моло-

дых сотрудников, показавших свои качества исследователей и задатки лидеров.

Настоящая серия подготовлена на основе лекционных материалов ВШФ. Научный совет школы выражает надежду, что эта серия будет интересна и для широкого круга читателей, желающих ознакомиться с кратким изложением избранных глав современной физики.

**В.П. Смирнов,**  
академик РАН,  
председатель Научного совета  
Высшей школы физики Госкорпорации «Росатом»,  
председатель редакционной коллегии серии

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Эта книга написана по материалам курса лекций, прочитанных автором в рамках Высшей школы физики, организованной Госкорпорацией «Росатом»; пленарных, обзорных и приглашенных докладов на научных конференциях и симпозиумах.

Я благодарен за предоставленную мне возможность ознакомить слушателей Школы с современным состоянием и перспективами развития физики экстремальных состояний вещества, преимуществами и ограничениями различных экспериментальных методов генерации и диагностики, достигнутыми результатами.

В данном курсе автор старался систематизировать, обобщить и изложить с единой точки зрения теоретический и экспериментальный материал, относящийся к этой новой области науки. Кроме ставшей уже довольно обширной научной литературы, автором использовалось значительное количество оригинальных статей, отчетов и тезисов, малодоступных широкому читателю.

Ввиду обширности и разнородности материала, изложение носит в основном ознакомительный характер со ссылками для читателя на соответствующие обзоры и монографии. Поэтому многие интересные астрофизические, лазерные и ядерно-физические проблемы, а также технические приложения изложены лапидарно, иногда даже схематично. При этом автором, конечно, не ставилась задача включить все, что известно сегодня про экстремальные состояния вещества. Акцент сделан на те вопросы, которые представляются наиболее интересными автору и над которыми ему и его коллегам пришлось непосредственно работать.

После Введения в первой лекции дана классификация состояний вещества при высоких плотностях энергии. Обсуждаются общий вид фазовой диаграммы, безразмерные параметры и физические условия, соответствующие земным и астрофизическим объектам.

Доступный экспериментаторам арсенал генераторов экстремальных состояний представлен во второй лекции.

Использование лазеров для получения и диагностики состояний с высокими концентрациями энергии рассмотрен в третьей лекции.

В четвертой лекции обсуждаются проблемы физики экстремальных состояний вещества при столкновениях тяжелых ионов, ускоренных до субсветовых скоростей, которые сопровождаются образовани-

ем сверхплотного ядерного вещества — сжатой барионной материи, кварк-глюонной плазмы.

Вопросы описания термодинамики сильносжатой электромагнитной плазмы изложены в пятой лекции.

Книга завершается обсуждением наиболее характерных астрофизических объектов и явлений, связанных с реализацией экстремальных плотностей энергии во Вселенной под действием гравитации и термоядерного энерговыделения.

Надеюсь, что книга окажется полезной широкому кругу ученых, аспирантов и студентов естественнонаучных специальностей, открывая им доступ к оригинальным работам и позволяя ориентироваться в увлекательных проблемах современной физике экстремальных состояний вещества.

Автор будет признателен читателям за критические замечания, пожелания и дополнения, неизбежные при изложении такой быстро развивающейся области, как физика экстремальных состояний.

***В.Е. Фортков,***  
*академик РАН*

## ВВЕДЕНИЕ

Состояние вещества с экстремально высокими температурами и давлениями всегда привлекало исследователей возможностью получения рекордных параметров, перспективами продвижения в новые области фазовой диаграммы и получения в лабораториях условных экзотических состояний, при которых возникла наша Вселенная в результате Большого взрыва и в которых находится сейчас основная (90–95 %) масса барионного (видимого) вещества — в звездных и межзвездных объектах, в планетах и экзопланетах [1–9]. Поэтому изучение таких необычных в земных условиях, но столь типичных для остальной Вселенной состояний вещества имеет большое познавательное значение, формируя современные мировоззренческие представления об окружающем нас мире.

Кроме того, устойчивым прагматическим стимулом таких исследований является практическое использование сильносжатого и разогретого вещества в ядерной, термоядерной и импульсной энергетике, электрофизике высоких напряжений и мощностей, для синтеза сверхтвердых веществ, для упрочнения и сварки материалов, для противометеоритной защиты космических аппаратов и, конечно, для обороны. Именно военный аспект стимулировал первый успешный эксперимент с экстремальными состояниями, который был выполнен более 3000 лет назад во время битвы Давида и Голиафа. Согласно Ветхому Завету [10] в результате высокоскоростного удара камня, выпущенного из пращи Давида в голову Голиафа, в ней возникла ударная волна с амплитудным давлением около 1,5 кбар. Это давление более чем в 2 раза превышало прочность лобной кости Голиафа, что и решило исход дуэли к вящей радости войска Израилева. Успешно найденная тогда схема воздействия является сегодня идейной основой всех экспериментов в области динамической физики экстремальных состояний вещества.

Применение более мощных и изощренных систем кумуляции энергии — химических и ядерных взрывчатых веществ (ВВ), пороховых, легкогазовых и электродинамических пушек, потоков заряженных частиц, лазерного и рентгеновского излучений — позволило со времен Давида поднять скорость метания ударников на три-четыре порядка величины, а давление в ударной волне — на шесть-восемь порядков, достигнув мегабарного–гигабарного диапазона давлений и «ядерных» плотностей вещества.

В XX в. основное развитие физики экстремальных состояний вещества было тесно связано с вхождением нашей цивилизации в атомную и космическую эру. В ядерных зарядах экстремальные состояния вещества [11], порождаемые мощными ударными волнами, используются для инициирования цепных ядерных реакций в сжатом ядерном топливе, а в термоядерных зарядах и в микромишениях управляемого термоядерного синтеза высокоэнергетические состояния — основной инструмент для сжатия, разогрева термоядерного топлива и инициирования в нем термоядерных реакций.

Начатые в середине 50-х годов в рамках ядерных оборонных проектов [12–16] исследования экстремальных состояний вещества к настоящему времени получили значительное развитие с появлением новых устройств генерации высоких плотностей энергии, таких как лазеры, пучки заряженных частиц, сильноточные Z-пинчи, взрывные, электровзрывные генераторы мощных ударных волн, многоступенчатые легкогазовые «пушки» и алмазные наковальни. Эти сложные и дорогие технические устройства позволили существенно продвинуться по шкале доступных для физического эксперимента концентраций энергии и получить в лабораторных или квазилабораторных условиях состояния мегабарного–гигабарного диапазона давлений, недостижимых для традиционной техники физического эксперимента.

Традиционно «экстремальными» принято считать [1–4, 8] концентрации энергии в веществе, превышающие  $10^4$ – $10^5$  Дж/см<sup>3</sup>, что соответствует энергии связи конденсированного вещества (например, ВВ, водорода или металлов) и уровню давлений в миллионы атмосфер. Для сравнения: давление в центре Земли составляет примерно 3,6 Мбар, Юпитера — около 40 Мбар, а Солнца — около 200 Гбар.

Как правило, вещество в экстремальных состояниях находится в плазменном — ионизованном состоянии, так как происходят процессы термической ионизации и/или ионизации давлением. В астрофизических объектах такое сжатие и разогрев осуществляются гравитационными силами и ядерными реакциями, а в лабораторных условиях — мощными ударными волнами, для возбуждения которых применяются широкий набор «драйверов» — от двухступенчатых газовых пушек до лазеров и сильноточных Z-пинчей мощностью сотни тераватт<sup>1)</sup>. При этом если в астрофизических объектах время существования экстремальных состояний варьируется от миллисекунд до миллиардов лет, что позволяет проводить их подробное наблюдение и измерение при помощи космических зондов, орбитальных и наземных телескопов различных длин волн, то в земных условиях

---

<sup>1)</sup> Мощность всех электростанций Земли составляет около 3,5 ТВт.

речь идет о микросекундном–фемтосекундном–аттосекундном диапазоне длительностей [2, 3], что требует применения специфических быстродействующих средств диагностики.

В настоящее время для каждой масштабной физической установки (мегапроекта), генерирующей экстремально высокие давления и температуры, кроме решения прагматических целевых задач импульсной энергетики или обороны имеются программы работ (часто международные) по фундаментальной физике экстремальных состояний вещества. Так, современные короткоимпульсные лазерные системы (NIF, NIKE, США; TRIDENT, LMJ, Франция; GEKKO-XII, Япония; OMEGA, VULKAN, Великобритания; «Искра-6», Россия и др.) способны выделять от 1,0 до 1,8 МДж энергии в объеме порядка 1 мм<sup>3</sup> за несколько наносекунд, создавая давления в квазигигабарном диапазоне (см. табл. 1.1, 2.1).

Кроме того, значительный прогресс наблюдается сейчас в технике Z-пинчей, где на установке в Сандиа, США, при схлопывании плазменных лайнеров в течение 5–15 нс в области размером порядка 1 см<sup>3</sup> получено примерно 1,8 МДж энергии в мягком рентгеновском излучении. Эти рекордные параметры, дополненные экспериментами на алмазных наковальнях, взрывных и электровзрывных устройствах и легкогазовых пушках в мегабарном диапазоне давлений, являются сейчас источниками новой и подчас неожиданной информации о поведении сильносжатой плазмы [3].

Интересно, что при проведении экспериментов с лабораторной плазмой экстремальных состояний уже сейчас удается в малом масштабе частично воспроизвести многие явления и процессы, происходящие в астрофизических объектах, информация о которых стала доступна в результате применения земных и космических наблюдательных средств. Это сведения о гидродинамическом перемешивании и разнообразных неустойчивостях, ударноволновых явлениях, сильноизлучающих, релятивистских и замагниченных потоках и струях, солитонах, релятивистских явлениях, уравнениях состояния, составе и спектрах сжатой неидеальной плазмы, а также характеристики межзвездной космической плазмы, пыли и сведений о ряде иных явлений.

И хотя предельные давления лабораторной плазмы пока отличаются от максимальных астрофизических значений на 20–30 порядков, этот разрыв стремительно сокращается, а физические процессы в лаборатории и космосе часто демонстрируют поразительное разнообразие и вместе с тем глубокие аналогии, свидетельствуя, как минимум, о единстве физических принципов поведения вещества в широчайшем диапазоне плотностей (примерно 42 порядка) и температур (до 10<sup>13</sup> К).

Революционные открытия в астрономии последних десятилетий (нейтронные звезды, пульсары, черные дыры, кротовые норы,



$\gamma$ -всплески и т.п., экзопланеты) [4–9] свидетельствуют о новых примерах экстремальных состояний, изучение которых необходимо для решения самых принципиальных вопросов современной астрофизики.

Физика экстремальных состояний вещества превратилась сегодня в обширный и быстро развивающийся раздел современной науки, где применяются самые изощренные средства генерации, методы диагностики и компьютерного моделирования на наиболее мощных супер-ЭВМ. Не случайно из 30 проблем «физического минимума на начало XXI века», выдвинутых академиком В.Л. Гинзбургом [5], половина в той или иной мере посвящена физике экстремальных состояний материи.

Физика экстремальных состояний вещества тесно связана с такими разделами науки, как физика плазмы и конденсированного состояния, релятивистская физика, физика лазеров и пучков заряженных частиц, ядерная, атомная и молекулярная физика, радиационная, газо- и магнитогидродинамика, астрофизика и т.п. При этом характерной особенностью физики экстремальных состояний вещества является крайняя сложность и сильная нелинейность происходящих в ней физических процессов, важность коллективного межчастичного взаимодействия и релятивизм, что делает изучение явлений в этой области интересным и увлекательным делом, привлекающим к себе все новых и новых исследователей.

Учитывая эти обстоятельства, Национальный научный совет академий наук США сформулировал масштабную национальную программу работ [4] в области физики экстремальных состояний вещества, придав ей приоритетный характер. Аналогичные программы работ энергично реализуются во многих развитых странах, способных создать у себя необходимые экспериментальные устройства и обладающих необходимыми кадрами квалифицированных специалистов.

Физика экстремальных состояний вещества — бурно развивающееся направление современной науки и техники, так что представленный здесь материал будет постоянно дополняться и уточняться новыми измерениями, наблюдениями и моделями.

## Литература

1. **Киржниц Д.А.** Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие давления и температуры) // УФН. 1971. Т. 104. № 7. С. 489.
2. **Фортов В.Е.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.
3. **Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.** Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004.

4. **Frontiers** in High Energy Density Physics / Ed. by D. Henderson. Washington: National Research Council, Nat. Acad. Press, 2003.
5. **Гинзбург В.Л.** О сверхпроводимости и сверхтекучести (что мне удалось, а что не удалось), а также о «физическом минимуме» на начало XXI века // УФН. 2004. Т. 174. № 11. С. 1240.
6. **Гинзбург В.Л.** О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995.
7. **Засов А.В., Постнов К.А.** Общая астрофизика. Фрязино: Бек-2, 2006.
8. **Drake R.P.** High-Energy-Density Physics. Berlin–Heidelberg: Springer, 2006.
9. **Vacca J.R.** The World's 20 Greatest Unsolved Problems. New Jersey: Prentice Hall-PTR, 2004.
10. **Bible.** Old Testament, 1, Samuel, 17: 34, 40, 43, 51.
11. **Мощные** ударные волны и экстремальные состояния вещества / Е.Н. Аврорин, Б.К. Водолага, В.А. Симоненко, В.Е. Фортвов // УФН. 1993. Т. 163. № 5. С. 1–34.
12. **История** советского атомного проекта / под ред. В.П. Визгина. СПб.: Из-во РХГУ, 2002.
13. **Атомный** проект СССР: Документы и материалы. Т.1. 1938–1945. Ч.1 / под ред. Л.Д. Рябева. М.: Физматлит, 1998.
14. **Атомный** проект СССР: Документы и материалы. Т.2. Атомная бомба. 1945–1954. Кн.1 / под ред. Л.Д. Рябева. М.: Физматлит, 1999.
15. **Атомный** проект СССР: Документы и материалы. Т.2. Атомная бомба. 1945–1954. Кн.2 / под ред. Л.Д. Рябева. М.: Физматлит, 2000.
16. **Rhodes R.** Dark Sun; The Making of the Hydrogen Bomb. N.Y.: Simon and Schuster, 1995.

## ВЕЩЕСТВО В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ. КЛАССИФИКАЦИЯ СОСТОЯНИЙ

Масштабы реализуемых в природе экстремальных состояний способны поразить самое смелое воображение. На дне Марианской впадины (глубина 11 км) давление воды  $p$  достигает 1,2 кбар, в центре Земли —  $p \approx 3,4$  Мбар,  $T \approx 0,5$  эВ, плотность  $\rho \approx 10 \div 20$  г/см<sup>3</sup>; в центре Юпитера  $p \approx 40 \div 70$  Мбар,  $\rho \approx 30$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 2 \cdot 10^4$  К; в центре Солнца  $p \approx 240$  Гбар,  $T \approx 1,6 \cdot 10^3$  эВ,  $\rho \approx 150$  г/см<sup>3</sup>; в остывающих звездах — белых карликах  $p \approx 10^{10} \div 10^{16}$  Мбар,  $\rho \approx 10^6 \div 10^9$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 10^3$  эВ. В мишенях управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы  $p \approx 200$  Гбар,  $\rho \approx 150 \div 200$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 10^8$  эВ. Нейтронные звезды, являющиеся элементами пульсаров, черных дыр и  $\gamma$ -всплесков и магнитаров, имеют по-видимому рекордно высокие параметры:  $p \approx 10^{19}$  Мбар,  $\rho \approx 10^{11}$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 10^4$  эВ для мантии и  $p \approx 10^{23}$  Мбар,  $\rho \approx 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 10^4$  эВ для ядра при гигантской индукции магнитного поля  $10^{11} \div 10^{16}$  Гс.

При столкновении тяжелых ядер, разогнанных в современных ускорителях до релятивистских скоростей, возникают состояния сверхсжатой кварк-глюонной плазмы с ультраэкстремальными значениями  $p \approx 10^{30}$  бар,  $\rho \approx 10^{15} \div 10^{16}$  г/см<sup>3</sup>,  $T \approx 10^{14}$  К, превосходящими параметры, реализуемые в условиях экстремальных астрофизических объектов.

Возникновение экстремальных состояний в природе вызвано силами тяготения, носящими дальнедействующий и, в отличие от кулоновских (в электромагнитной плазме), неэкранируемый характер. Эти силы сжимают и разогревают вещество либо непосредственно, либо стимулируя экзотермические ядерные реакции в массивных астрофизических объектах и на ранних этапах эволюции Вселенной.

Поражает не только ширина диапазона реализуемых в природе параметров, но и громадная разница в характерных временах и размерах. Размеры видимой части Вселенной  $1,3 \cdot 10^{19}$  см. Это число производит еще более сильное впечатление, если сравнить его со временем  $10^{-24}$  с, за которое свет проходит расстояние порядка размера протона  $10^{-13}$  см. И во всем этом колоссальном диапазоне работает теория относительности и другие современные физические модели.

Мы же здесь, как отмечалось выше, под нижней границей области экстремальных состояний будем понимать состояния вещества с энергией, сравнимой с энергией связи конденсированного вещества  $10^4\text{--}10^5$  Дж/см<sup>3</sup>, что соответствует энергии связи валентных электронов (в несколько электрон-вольт) и давлениям примерно от 100 кбар до 1 Мбар. Эти давления значительно превосходят пределы механической прочности веществ и делают необходимым учет их сжимаемости при гидродинамическом движении в результате импульсного энерговыделения.

В области низких давлений и температур вещество проявляет то исключительное многообразие своих свойств и структур, с которым мы сталкиваемся ежедневно при нормальных условиях нашей жизни [1].

Физические, химические, структурные и биологические свойства вещества при нормальных условиях являются резкими немонотонными функциями состава. Классификация таких «низкоэнергетических» состояний сложна и громоздка. Она определяется расположением, деталями и особенностями заполнения электронных уровней атомов, ионов и молекул и в конечном счете определяет поразительное богатство форм и проявлений окружающей нас живой и неживой природы на Земле.

Методы лазерного и испарительного охлаждения (рис. 1.1) дают возможность достигать ультранизких ( $10^{-9}$  К) температур ионов и изучать интереснейшие квантовые явления типа конденсации Бозе–Эйнштейна, ритберговской материи, кулоновской конденсации и т.п.

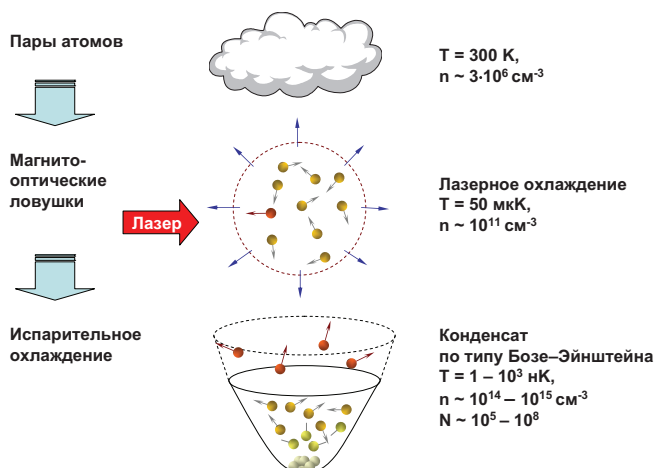


Рис. 1.1. Методы получения экстремально низких температур

С ростом плотности энергии ( $p$  и  $T$ ) вещество приобретает все более универсальную структуру [1–3]. Различия между соседними элементами периодической системы сглаживаются, а свойства вещества становятся все более гладкими функциями его состава. Ввиду увеличения плотности энергии происходит явная «универсализация», или упрощение свойств вещества. Рост давления и температуры разрушает молекулярные комплексы, образуются атомарные состояния, которые затем теряют внешние электроны, ответственные за химическую индивидуальность вещества, из-за температурной ионизации и/или ионизации давлением. Электронные оболочки атомов и ионов перестраиваются, приобретая все более регулярное заполнение уровней, а кристаллическая решетка после серии полиморфных переходов (обычно это происходит при  $p < 0,5$  Мбар) переходит в плотно упакованную единую для всех веществ объемно-центрированную кубическую структуру.

Эти процессы «упрощения» свойств вещества происходят при плотностях энергии, сравнимых с характерными энергиями указанных процессов «универсализации». Когда характерная плотность энергии становится порядка энергии валентных оболочек и составляет  $\epsilon^2/a_0^4 \approx 3 \cdot 10^{14}$  эрг/см<sup>3</sup> ( $a_0 = \hbar/(m\epsilon^2) = 5,2 \cdot 10^{-9}$  см — боровский радиус), это и определяет порядок величин нижней границы «универсализации» вещества,  $T \approx 10$  эВ,  $p \approx 300$  Мбар. Точное количественное установление этих границ является ответственной задачей экспериментальной физики экстремальных состояний вещества, тем более, что теория [2, 3] предсказывает и более разнообразное поведение вещества в ультрамегабарном диапазоне давлений (оболочечные эффекты [2, 3], электронные и плазменные фазовые переходы [4–7] и другие качественные явления).

Верхняя граница области экстремальных состояний определяется уровнем современных знаний о физике высоких плотностей энергий, наблюдательными астрофизическими данными и ограничена, пожалуй, только нашим воображением.

Доступные для современных физических представлений ультраэкстремальные параметры вещества определяются так называемыми планковскими величинами, являющимися комбинациями фундаментальных констант: постоянной Планка  $\hbar$ , скорости света  $c$ , гравитационной постоянной  $G$  и постоянной Больцмана  $k$ :

$$\text{длина } l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} = \frac{\hbar}{m_p c} \approx 1,62 \cdot 10^{-33} \text{ см};$$

$$\begin{aligned} \text{масса (так называемая масса максимона) } m_p &= \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = \\ &= 2,18 \times 10^{-5} \text{ г}; \end{aligned}$$

$$\text{время } t_p = \frac{l_p}{c} = \frac{\hbar}{m_p c^2} = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} = 5,39 \cdot 10^{-44} \text{ с};$$

$$\text{температура } T_p = \frac{m_p c^2}{k} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G k^2}} = 1,42 \cdot 10^{32} \text{ К};$$

$$\text{энергия } W_p = m_p c^2 = \frac{\hbar}{t_p} = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} = 1,96 \cdot 10^9 \text{ Дж};$$

$$\text{плотность } \rho_p = \frac{m_p}{l_p^3} = \frac{\hbar t_p}{l_p^5} = \frac{c^5}{\hbar G^2} = 5,16 \cdot 10^{93} \text{ г/см}^3;$$

$$\text{сила } F_p = \frac{W_p}{l_p} = \frac{\hbar}{l_p t_p} = \frac{c^4}{G} = 1,21 \cdot 10^{44} \text{ Н};$$

$$\text{давление } p_p = \frac{F_p}{l_p^2} = \frac{\hbar}{l_p^3 t_p} = \frac{c^7}{\hbar G^2} = 4,63 \cdot 10^{113} \text{ Па};$$

$$\text{заряд } q_p = \sqrt{\hbar c 4\pi \varepsilon_0} = 1,78 \cdot 10^{-18} \text{ Кл};$$

$$\text{мощность } P_p = \frac{W_p}{t_p} = \frac{\hbar}{t_p^2} = \frac{c^5}{G} = 3,63 \cdot 10^{52} \text{ Вт};$$

$$\text{круговая частота } \omega_p = \sqrt{\frac{c^5}{\hbar G}} \approx 1,85 \cdot 10^{43} \text{ с}^{-1};$$

$$\text{электрический ток } I_p = \frac{q_p}{t_p} = \sqrt{\frac{c^6 4\pi \varepsilon_0}{G}} = 3,48 \cdot 10^{25} \text{ А};$$

$$\text{напряжение } U_p = \frac{W_p}{q_p} = \frac{\hbar}{t_p} = \sqrt{\frac{c^4}{G 4\pi \varepsilon_0}} = 1,05 \cdot 10^{27} \text{ В};$$

$$\text{импеданс } Z_p = \frac{U_p}{I_p} = \frac{\hbar}{q_p^2} = \frac{1}{4\pi \varepsilon_0 c} = \frac{Z_0}{4\pi} = 29,98 \text{ Ом};$$

$$\begin{aligned} \text{напряженность электрического поля } E_p &= \frac{U_p}{l_p} = \frac{1}{G} \sqrt{\frac{c^7}{4\pi \varepsilon_0 \hbar}} = \\ &= 6,4 \cdot 10^{59} \text{ В/см}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{напряженность магнитного поля } H_p &= \frac{1}{G} \sqrt{\frac{c^9 4\pi \varepsilon_0}{\hbar}} = \\ &= 2,19 \cdot 10^{60} \text{ А/м} = 1,74 \cdot 10^{62} \text{ Э}. \end{aligned}$$

Такие суперэкстремальные параметры материи, при которых известные нам законы физики, по-видимому, уже не работают, могли бы реализоваться в самом начале Большого взрыва или в сингулярности при коллапсе черных дыр. В первом случае согласно модели расширяющейся Вселенной (А. Фридман, Дж. Леметр [8, 9]) Вселенная возникла из области планковского размера порядка  $10^{-33}$  см с ультравысокими планковскими физическими параметрами и примерно за 13,7–14,5 млрд лет расширилась до современных размеров порядка  $10^{28}$  см. Здесь в результате гравитационного сжатия звезд до стадии черных дыр вновь возникают сингулярности — сверхвысокие параметры планковского масштаба. В этих областях сингулярности

сейчас предложены физические модели, в соответствии с которыми наше пространство имеет более трех измерений, а обычное вещество находится в трехмерном многообразии — на «бране» [9], вложенном в это многомерное пространство. Возможности современного эксперимента в области физики высоких энергий пока очень далеки от этих «планковских» значений и позволяют выяснить свойства элементарных частиц вплоть до энергий порядка 0,1–10 ТэВ и расстояний примерно  $10^{-16}$  см.

Рассматривая (следуя работе [1]) более доступную для содержательного физического анализа нерелятивистскую относительно нуклонов область энергии  $mc^2 \approx 1$  ГэВ, получим граничную температуру  $10^9$  эВ, плотность энергии  $10^{37}$  эрг/см<sup>2</sup>, давление порядка  $10^{25}$  Мбар, хотя в ядрах массивных пульсаров и на ранних этапах эволюции Вселенной реализуются, возможно, и более экстремальные состояния материи.

Наши экспериментальные возможности, хотя и быстро прогрессируют, но, конечно, способны лишь частично вторгнуться в область ультраэкстремальных астрофизических состояний. Прочность вещества принципиально ограничивает применение статических методов исследования высоких плотностей энергии, так как подавляющее большинство конструкционных материалов неспособно выдержать интересующие нас высокие давления. Исключение составляет алмаз — рекордсмен по твердости ( $\sigma_n \approx 500$  кбар), что позволяет, используя его в алмазных наковальнях, достигать в статических опытах давлений 3–5 Мбар.

Пальма первенства принадлежит сейчас динамическим методам [6, 10, 11], основанным на импульсной кумуляции высоких плотностей энергии в веществе. Время жизни таких высокоэнергетических состояний определяется временем инерционного разлета плазмы, имеющего характерный масштаб  $10^{-10}$ – $10^{-6}$  с, что требует применения изощренных быстрых средств диагностики. Физические условия, соответствующие нижней границе интересующих нас состояний, приведены в табл. 1.1 [8, 11, 12].

Фазовая диаграмма вещества, соответствующая высоким плотностям энергии, приведена на рис. 1.2 [8, 10, 11], где отмечены условия в астрофизических объектах, в технических и лабораторных экспериментальных устройствах. Видно, что, являясь наиболее распространенным состоянием вещества в природе (95 % массы Вселенной без «темной» материи), плазма занимает практически всю область фазовой диаграммы. При этом особую трудность при физическом описании такой среды представляет область неидеальной плазмы, где энергия межчастичного кулоновского взаимодействия  $e^2 n^{1/3}$  сравнима или превосходит кинетическую энергию движения частиц  $E_k$ . В этой области

**Т а б л и ц а 1.1. Физические условия, соответствующие высоким плотностям энергии  $10^4$ – $10^5$  Дж/см<sup>3</sup> [8]**

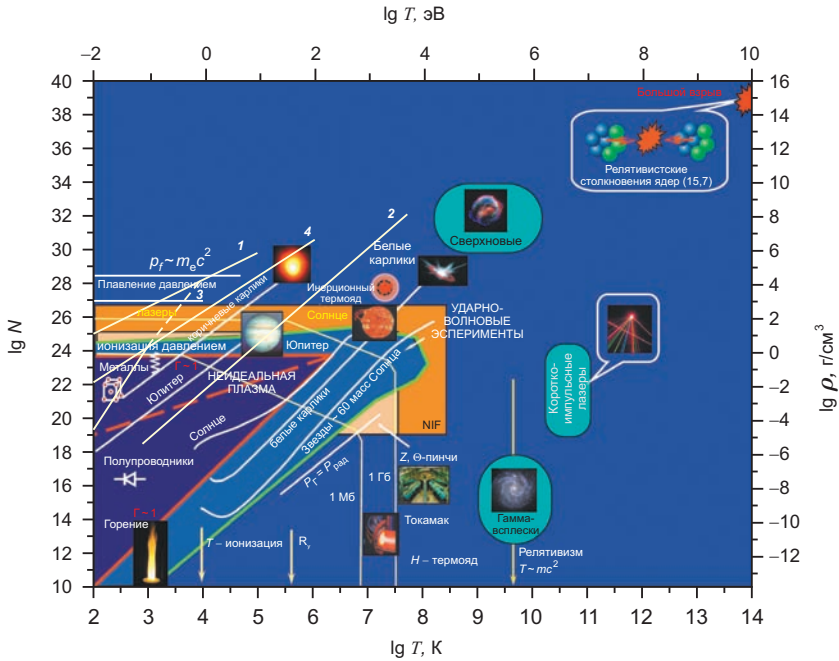
Физические условия	Значения физических параметров
Плотность энергии $W$ Давление $p$	$W \approx 10^4 - 10^5$ Дж/см <sup>3</sup> $p \approx 0,1 - 1,0$ Мбар
Конденсированные взрывчатые вещества: давление температура плотность скорость детонации	$W \approx 10^4$ Дж/см <sup>3</sup> около 400 Кбар, около 4000 К, около 2,7 г/см <sup>3</sup> , около $9 \cdot 10^5$ см/с
Удар алюминиевой пластины по алюминию, скорость Удар молибденовой пластины по молибдену, скорость	$(5 - 13,2) 10^5$ см/с $(3 - 7,5) 10^5$ см/с
Электромагнитное излучение: лазер, интенсивность $q$ ( $W \sim q$ ) температура черного тела $T$ ( $p \sim T^4$ )	$2,6 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{15}$ Вт/см <sup>2</sup> $2 \cdot 10^2 - 4 \cdot 10^2$ эВ
Напряженность электрического поля $E$ ( $W \sim E^2$ ) Индукция магнитного поля $B$ ( $W \sim B^2$ )	$0,5 \cdot 10^9 - 1,5 \cdot 10^9$ В/см $1,6 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^2$ Тл
Плотность плазмы при температуре $T = 1$ кэВ ( $p = nkT$ )	$6 \cdot 10^{19} - 6 \cdot 10^{20}$ см <sup>-3</sup>
Интенсивность лазерного излучения $q$ : для $\lambda = 1$ мкм, $W \sim q^{2/3}$ температура черного тела $T$ ( $p \sim T^{3,5}$ )	$0,86 \cdot 10^{12} - 4 \cdot 10^{12}$ Вт/см <sup>2</sup> 66 – 75 эВ

при  $\Gamma = e^2 n^{1/3} / E_k > 1$  эффекты плазменной неидеальности не могут быть описаны теорией возмущений [1, 11], а применение машинных беспараметрических методов Монте–Карло или молекулярной динамики [4] связано с трудностями выбора адекватных псевдопотенциалов и правильного учета квантовых эффектов.

Эффекты релятивизма электронов в уравнении состояния и транспортные свойства плазмы, когда  $m_e c^2 \approx kT$ , соответствуют  $T \approx \approx 0,5$  МэВ  $\approx 6 \cdot 10^6$  К. Выше этой температуры вещество становится неустойчивым по отношению к спонтанному рождению электрон-позитронных пар.

Квантовые эффекты определяются параметром вырождения  $n\lambda^3$  ( $\sqrt{\hbar^2/2mkT}$  — тепловая дебройлевская длина волны). Для вырож-





**Рис. 1.2. Фазовая диаграмма состояний вещества [8, 10].** Кривыми 1–4 обозначены состояния ядерной компоненты вещества (неон) [1] для шкалы  $\ln \rho$ : 1 — граница области вырождения ядер; 2 — граница области идеальности; 3 — кривая плавления; 4 — граница области, в которой решетка может считаться классической

денной плазмы,  $n\lambda^3 \gg 1$ , масштабом кинетической энергии является энергия Ферми  $E_F \approx \hbar^2 n^{2/3}/2m$ , которая растет с ростом плотности плазмы, делая ее по мере сжатия,  $n \rightarrow \infty$ , все более идеальной;  $\Gamma = me^2/(\hbar^2 n^{1/3}) \rightarrow 0$ . Условие релятивизма, соответствующее условию  $m_e c^2 \approx E_F \approx 0,5 \text{ МэВ}$ , дает плотность  $\rho \approx 10^6 \text{ г/см}^3$ .

Похожая асимптотика имеется и в другом предельном случае  $T \rightarrow 0$  классической ( $n\lambda^3 \ll 1$ ) плазмы, где  $E_k \approx kT$ , и плазма становится все более идеальной ( $\Gamma \approx e^2 n^{1/3}/(kT)$ ) при разогреве. Мы видим, что периферия фазовой диаграммы вещества занята идеальной ( $\Gamma \ll 1$ ), больцмановской ( $n\lambda^3 \ll 1$ ) или вырожденной ( $n\lambda^3 \gg 1$ ) плазмой, для описания которой сейчас развиты адекватные физические модели [1, 4, 5, 10, 11].

Электронная плазма в металлах и полупроводниках соответствует вырожденному случаю с энергией взаимодействия  $E_{\text{int}} \sim e^2/r_0$ ,  $r_0 \sim \hbar/k_F$ ,  $E_k \sim k_F^2/m$ ;  $\Gamma \sim e^2/\hbar v_F \approx 1-5$ , где  $v_F \sim 10^{-2}-10^{-3}c$  ( $c$  — скорость света), индекс F относится к параметрам на границе Ферми.

Для кварк-глюонной плазмы  $E_{\text{int}} \sim g^2/r_0$ ,  $r_0 \sim 1/T$ ,  $E_k \sim T$ ;  $\Gamma \approx 300 - 400$ . Для ультрахолодной плазмы в ловушках  $\Gamma \sim (n/10^9)^{1/3}/T_k$ .

Наибольшую трудность для теории представляет обширная область неидеальной плазмы,  $\Gamma \geq 1$ , занятая многочисленными техническими приложениями (плазма металлов и полупроводников, импульсная энергетика, взрывы, дуги, электрические разряды и т. п.), где теория предсказывает качественно новые физические эффекты (металлизация, «холодная» ионизация, диэлектризация, плазменные фазовые переходы и т. п. [10, 11]), изучение которых требует значительных экспериментальных и теоретических усилий.

Особый интерес представляют плазменные фазовые переходы в сильно неидеальных кулоновских системах: кристаллизация пылевой плазмы (рис. 1.3) и ионов в электростатических ловушках и циклотронах, в электролитах и коллоидных системах, в двумерных электронных системах на поверхности жидкого гелия; экситонная конденсация в полупроводниках и т. д. Особо отметим недавно открытый фазовый переход в термической дейтериевой плазме, квазиadiaбатически сжатой до мегабарных давлений серий ревербирующих ударных волн.

Поиск такого рода качественно новых эффектов в неидеальной области параметров является сильным и постоянно действующим стимулом исследований вещества при высоких плотностях энергии.

Другой характерной особенностью плазмы с высокими концентрациями энергии является коллективный характер ее поведения и сильная нелинейность ее реакции по отношению к внешним энергетическим воздействиям, таким как ударные и электромагнитные волны, солитоны, потоки лазерного излучения и быстрых частиц. Так, распространение электромагнитных волн в плазме возбуждает ряд па-

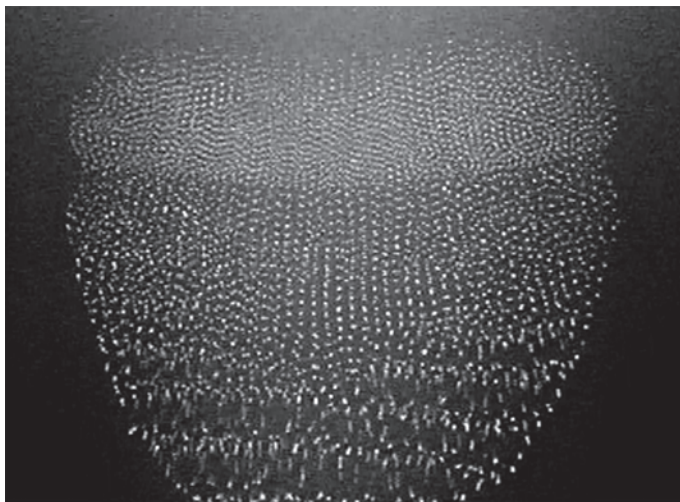


Рис. 1.3. Плазменный пылевой кристалл и плазменная жидкость

раметрических неустойчивостей (рамановское, томпсоновское и бриллюэновское рассеяния излучения), самофокусировку и филаментацию излучения, развитие неустойчивостей релятивистской природы, генерацию быстрых частиц и струй, а при более высоких интенсивностях — «вскипание» вакуума с рождением электрон-позитронных пар.

Особый интерес при экстремальных энергетических воздействиях представляют нестационарные гидродинамические явления, такие как неустойчивости ударных волн и ламинарных течений, переход к турбулентному режиму, турбулентное перемешивание, динамика струй и солитонов.

На рис. 1.4 из работы [8] приведены области безразмерных параметров (число Рейнольдса  $Re \sim Ul/\nu$ , число Маха  $M = U/c$  ( $c$  — скорость звука,  $l$  — характерный размер,  $\nu$  — кинематическая вязкость)), в которых реализуются различные гидродинамические явления, относящиеся к физике экстремальных состояний вещества. Астрофизическим приложениям соответствуют режимы течения, где  $Re > 10^4$ ,  $M > 0,5$ . При взрыве сверхновой типа Ia число Маха изменяется от 0,01 в области термоядерного горения до 100 в ударной волне от взрыва ее поверхности.

Все эти интересные и сугубо нелинейные явления проявляются как в астрофизической, так и в лабораторной плазме и, несмотря на гигантские отличия в пространственных масштабах, имеют много общего, составляя предмет «лабораторной астрофизики».

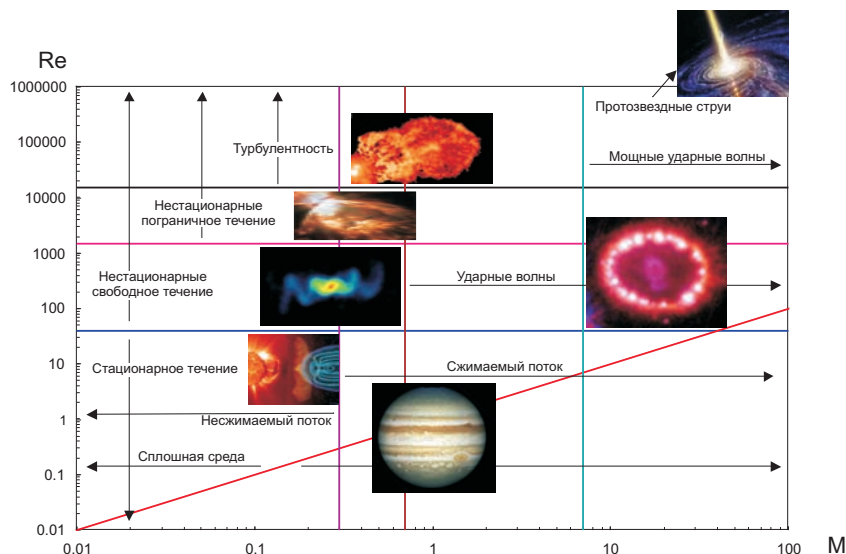


Рис. 1.4. Гидродинамические режимы, относящиеся к физике экстремальных состояний вещества

Лабораторная астрофизика позволяет воспроизводить в лаборатории в микроскопических объемах состояния вещества и процессы с высокими плотностями энергии, характерными для астрофизических объектов. Это процессы неустойчивости и гидродинамического перемешивания, обычной и магнитогидродинамической турбулентности, динамики мощных ударных, радиационных и солитонных волн, волн расширения, магнитосжатых и высокоскоростных релятивистских струй, сильно излучающих потоков и ряд других интересных и малоизученных явлений.

Большой интерес представляет информация по уравнению состояния, по составу, оптическим и транспортным свойствам, спектрам излучения и поглощения, сечениям элементарных процессов, коэффициентам радиационной теплопроводности и свойствам релятивистской плазмы. Это позволяет изучать и моделировать физические условия, стационарные и импульсные процессы в таких астрофизических объектах и явлениях, как планеты-гиганты и экзопланеты, процессы эволюции звезд и взрывы сверхновых, структуру излучения гамма всплесков, динамику аккреции вещества в черных дырах, процессы в двойных и нейтронных звездах при радиационном движении молекулярных межпланетных облаков, динамику бесстолкновительных ударных волн, процессы ускорения заряженных частиц до гигантских энергий и т. п.

Перейдем теперь к более детальному описанию развитых к настоящему времени лабораторных (лекции 2, 3, 4) и квазилабораторных (п. 2.2.4) методов генерации экстремальных состояний вещества.

## Литература

1. **Киржниц Д.А.** Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие давления и температуры) // УФН. 1971. Т. 104. № 7. С. 489.
2. **Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В.** Статистическая модель вещества // УФН. 1975. Т. 117. № 9. С. 3.
3. **Шпатаковская Г.** Квазиклассический метод в задачах квантовой физики. М.: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012.
4. **Энциклопедия** низкотемпературной плазмы / под ред В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000.
5. **Complex (Dusty) Plasma: Current Status, Open Issues, Perspectives** / V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak et al // Phys. Rep. 2005. V. 421. № 1. P. 1–103.
6. **Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
7. **Пылевая** плазма / В.Е. Фортов, А.Г. Храпак, С.А. Храпак и др. // УФН. 2004. Т. 174. № 5. С. 495.

8. **Frontiers** in High Energy Density Physics / Ed. by D. Henderson. Washington: National Research Council, Nat. Acad. Press, 2003.
9. **Рубаков В.А.** Большие и бесконечные дополнительные измерения // УФН. 2001. Т. 171. № 9. С. 913.
10. **Фортов В.Е.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.
11. **Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.** Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004.
12. **Физика** высоких плотностей энергии / под ред П. Кардиолла, Г. Кнопфеля. М.: Мир, 1969.

## ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА В ЛАБОРАТОРИИ

### 2.1. Основные направления исследований

Конечная цель экспериментов макроскопической физики экстремальных состояний состоит в генерации состояний вещества на пределе возможностей современного эксперимента. Уже сейчас объектами лабораторных исследований стали состояния плазмы с максимальным давлением сотни–тысячи мегабар, температурой до 10 млрд °С и плотностями энергии  $10^9$  Дж/см<sup>3</sup>, сопоставимыми с плотностями энергии ядерного вещества [1–3].

Одной из основных прагматических целей работ физики экстремальных состояний вещества является зажигание термоядерных реакций в контролируемых условиях. По развитым сегодня представлениям [4] для осуществления управляемой термоядерной реакции с инерционным удержанием горячей плазмы необходимо энергию в несколько мегаджоулей подвести к сферической мишени за  $10^{-9}$  с, в центре которой возникнет дейтерий–третиевая плазма экстремально высоких параметров,  $T \approx (1 \div 2) \cdot 10^8$  К,  $\rho \approx 200$  г/см<sup>3</sup>,  $p \approx 150 \div 200$  Гбар, что близко к условиям в центре Солнца. Лидируют здесь лазеры [5, 6], хотя бурно развиваются также и электродинамические методы (Z-пинчи) и тяжелоионные схемы [7, 8]). Работа таких термоядерных мишеней близка в принципе к взрывам сверхновых, что позволяет использовать в астрофизике богатый экспериментальный опыт и сложные компьютерные коды, созданные для расчета микромишеней термояда и ядерных зарядов.

Кроме практического применения, огромное фундаментальное значение имеет изучение уравнения состояния вещества и физического состава плазмы в широкой области фазовой диаграммы, включая условия планет-гигантов, экзопланет, звездных карликов, гигантов и нейтронных звезд. В термодинамике остается важной задачей установление границ квазиклассичности (модель Томаса–Ферми [9, 10]). Представляют большой интерес свойства вырожденной сжатой плазмы, ее термодинамика, равновесные, кинетические и транспортные свойства

в условиях сильной неидеальности и в присутствии мощных магнитных полей, а также свойства кварк-глюонной плазмы.

Астрофизикам для построения и проверки моделей строения и эволюции планет и экзопланет необходимы надежные экспериментальные данные по свойствам плазмы ультрамегабарного диапазона давлений. Для Юпитера и других планет важно установить или опровергнуть наличие твердого ядра и оценить размеры области, занятой металлическим водородом, установить границу металлизации  $H_2$  и смеси  $H_2+He$ . Большое значение имеют анализ энергетики Юпитера с учетом фазового расслоения смесей  $He-H$ ,  $C-O$  и т. п., изучение происхождения и динамики его магнитного поля. Близкие проблемы возникают и при изучении планет-гигантов и экзопланет. Здесь важную роль играют ударно-волновые эксперименты, устанавливающие границы металлизации и наличие плазменного фазового перехода.

Развиваемые методы лабораторной кумуляции энергии дадут возможность получить [11] релятивистские струи и мощные столкновительные, бесстолкновительные и магнитогидродинамические ударные волны, подобные тем, что наблюдаются в астрофизических объектах.

Ведутся работы по созданию горячей плазмы с преобладающей ролью излучения, схожие с условиями в черных дырах и аккреционных дисках нейтронных звезд, а также исследуется устойчивость таких режимов (см. опыты с ядерными взрывами, лазерами и  $Z$ -пинчами). Постоянно появляются интересные предложения по получению радиационно-коллапсирующих магнитогидродинамических и бесстолкновительных ударных волн, по генерации быстрых частиц, релятивистских струй и их фокусировке.

Современная экспериментальная техника для генерации экстремальных состояний вещества открывает интересные перспективы получения сверхвысоких ( $B > 1$  Гс) магнитных полей и исследования их влияния на физические свойства вещества. Уже сейчас в лазерной плазме получены поля в сотни мегагаусс. Ультравысокие уровни лазерной мощности могут приблизить условия для фиксации релятивистских гравитационных эффектов.

## **2.2. Генераторы высоких плотностей энергии**

Спектр экспериментальных устройств для генерации высоких плотностей энергии весьма многообразен. Он включает алмазные наковальни для статического сжатия вещества, пороховые и легкогазовые метательные устройства — «пушки», взрывные генераторы мощных ударных волн, электровзрывные устройства, магнитокумулятивные генераторы, лазеры, сильнотоочные генераторы мощных импульсов элек-

Таблица 2.1. Источники энергии и экспериментальные устройства, применяемые в физике экстремальных состояний вещества [1]

Первичный источник энергии	Конечная форма источника энергии	Плотность энергии, МДж/см <sup>3</sup>	Температура, эВ	Давление, 10 <sup>5</sup> Па	Полная энергия, МДж	Длительность, с	Мощность, Вт
1	2	3	4	5	6	7	8
Химические ВВ	Химические ВВ	10 <sup>-2</sup>	0,5	5·10 <sup>5</sup>	10 <sup>2</sup>	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>10</sup>
	Металлические пластины	0,3	60	10 <sup>7</sup>	3	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>10</sup>
	Магнитное поле 1 МЭ	4 · 10 <sup>-3</sup>	0,3	5 · 10 <sup>4</sup>	5	10 <sup>-6</sup>	5 · 10 <sup>12</sup>
	Магнитное поле 25 МЭ	2,5	200	2,5 · 10 <sup>7</sup>	1	10 <sup>-7</sup>	10 <sup>13</sup>
	Взрывные генераторы плазмы	10 <sup>-2</sup>	60	10 <sup>5</sup>	30	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>12</sup>
Ядерные ВВ	Ядерные ВВ	10 <sup>4</sup>	10 <sup>7</sup>	10 <sup>10</sup>	10 <sup>11</sup>	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>22</sup>
	Нейтронный нагрев	10	50	2 · 10 <sup>7</sup>	10 <sup>3</sup>	10 <sup>-6</sup>	10 <sup>15</sup>
	Ударные волны в твердом теле	5	50	5 · 10 <sup>7</sup>	10 <sup>4</sup>	3 · 10 <sup>-6</sup>	10 <sup>15</sup>
	Ударные волны в газе	0,3	40	2 · 10 <sup>5</sup>	10 <sup>7</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>18</sup>
Сжатый газ	Адиабатическое сжатие	2 · 10 <sup>-5</sup>	0,3	150	10 <sup>3</sup>	6·10 <sup>-3</sup>	10 <sup>5</sup>
	Ударные трубы пневматические	10 <sup>-4</sup>	1	250	10 <sup>-2</sup>	10 <sup>-4</sup>	3 · 10 <sup>8</sup>
	Ударные трубы на горении	10 <sup>-6</sup>	2	10	2 · 10 <sup>-2</sup>	3 · 10 <sup>-4</sup>	10 <sup>8</sup>



Продолжение табл. 2.1

1	2	3	4	5	6	7	8
Сжатый газ	Ударные трубы, электрический разряд	$10^{-7}$	2	1	$10^{-2}$	$10^4$	$10^8$
Конденсатор	—	$10^{-8}$	—	—	40	$10^{-5}$	$10^{12}$
Роторная машина	—	$10^{-3}$	—	—	100	$10^{-4}$	$10^{12}$
Индукционный накопитель	—	$10^{-4}$	—	—	100	$10^{-4}$	$10^{12}$
Аккумулятор	—	$5 \cdot 10^{-4}$	—	—	1000	$10^{-3}$	$10^{12}$
	Быстрый взрыв проволоки	$5 \cdot 10^{-2}$	4	$10^5$	$10^{-3}$	$10^{-6}$	$10^9$
	Медленный взрыв проволоки	$2 \cdot 10^{-2}$	0,5	$5 \cdot 10^2$	$10^{-3}$	$10^{-4}$	$10^7$
	Импульсные разряды	$10^{-3}$	10	$10^4$	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^9$
	Плазменный фокус	$10^{-2}$	$10^3$	10	$10^{-4}$	$10^{-5}$	$10^{10}$
	Дуги высокого давления	$10^{-5}$	2	$10^4$	$10^{-4}$	$\infty$	$10^4$
	Печные эксперименты	$10^{-3}$	0,3	$5 \cdot 10^3$	$10^{-3}$	$\infty$	$10^3$
Лазер	—	$10^{-6}$	—	—	$0,5 \cdot 10^{-3}$		$10^{13}$
	Мишень	$10^4$	$10^6$	$10^8$	0,5	$10^{-10}$	$5 \cdot 10^{14}$
Электронный пучок	—	$10^{-6}$	—	—	1	$10^{-8}$	$10^{14}$
	Мишень	$5 \cdot 10$	$5 \cdot 10^3$	$10^7$	0,1	$10^{-8}$	$10^{13}$

Таблица 2.2. Параметры установок для генерации высоких плотностей энергии [11]

	Лазерные установки			Z-пинч					
	NIF	LMJ	Петаваттный лазер	Sandia		C-300		Ангара V	
				Ток	Рентген	Ток	Рентген	Ток	Рентген
Энергия на частицу	3,6 эВ	3,6 эВ	1,5 эВ	20 МА	50–250 эВ	1,5–4 МА	70 эВ	2–5 МА	100 эВ
Длительность импульса	1–20 нс	~ 10 нс	0,5 пс	100 нс (фронт)	5–15 нс	80 нс	12 нс	90 нс	6 нс
Размер пятна	0,3 мм	0,3 мм	5 мкм	—	1 мм (цилиндр)	—	2 мм	—	2 мм
Энергия в импульсе	1,8 МДж	2 МДж	0,5–5 кДж	16 МДж	1,8 МДж	400 кДж	50 кДж	600 кДж	120 кДж
Интенсивность (Вт/см <sup>2</sup> )	2 · 10 <sup>15</sup>	~ 10 <sup>15</sup>	10 <sup>22</sup>	—	10 <sup>14</sup>	—	2–3 · 10 <sup>12</sup>	—	6–10 · 10 <sup>12</sup>
Ускорители									
	Ускоритель электронов (SLAC)	Ускоритель LHC	SIS 18		SIS 100		TWAC		
			Сегодня	Проект					
Энергия на частицу	50 ГэВ	7 ТэВ	1 ГэВ	1 ГэВ	4 ГэВ		700 МэВ		
Длительность импульса	5 нс	0,25 нс	200 нс	50 нс	20 нс		100 нс		
Размер пятна	3 мм	16 мм	1 мм	1 мм	1 мм		1 мм		
Энергия в импульсе	150 Дж	334 МДж	~ 1 кДж	30 кДж	300 кДж		100 кДж		
Интенсивность (Вт/см <sup>2</sup> )	10 <sup>20</sup>	10 <sup>19</sup>	5 · 10 <sup>11</sup>	6 · 10 <sup>13</sup>	10 <sup>15</sup>		10 <sup>14</sup>		

трического тока, ускорители заряженных частиц и возможные комбинации этих устройств (см. табл. 2.1).

В табл. 2.2 [11] приведено сопоставление параметров наиболее мощных из действующих и строящихся типов установок: лазеров, импульсных электротехнических устройств, Z-пинчей, ускорителей заряженных частиц. Созданные для проведения плазменных исследований в интересах обороны и физики высоких энергий, ускорители релятивистских заряженных частиц сейчас с успехом применяются и для работ по фундаментальной физике плазмы.

### 2.2.1. Статические методы алмазных наковален

Значимый прогресс в области статических давлений был достигнут в начале 80-х годов с появлением экспериментальной техники алмазных наковален (рис. 2.1). В этих установках два специальным образом ограненных бриллианта сжимают тонкие (10–100 мкм) плоские слои исследуемого вещества до максимальных давлений мегабарного диапазона, верхний предел которых определяется максимальной прочностью алмаза, порядка 0,5–1,0 Мбар. В ряде опытов сжатое вещество дополнительно подогревают лазерным излучением (рис. 2.2), либо сжатый в алмазных наковальнях материал является мишенью для последующего его сжатия лазерными ударными волнами.

Неограниченное время статистического сжатия позволяет применять широкий спектр средств диагностики, включая различные виды спектроскопии, а также проводить рентгеноструктурный анализ с применением килоэлектронвольтного рентгеновского и синхротронного излучения. Эти эксперименты дали много полезной информации о механических свойствах, термодинамике и фазовых превращениях в геофизических объектах (рис. 2.3) в экстремальной для земных условий области параметров:  $p \approx 0,1\text{--}3,6$  Мбар,  $T \approx 10^3\text{--}6 \cdot 10^3$  К.

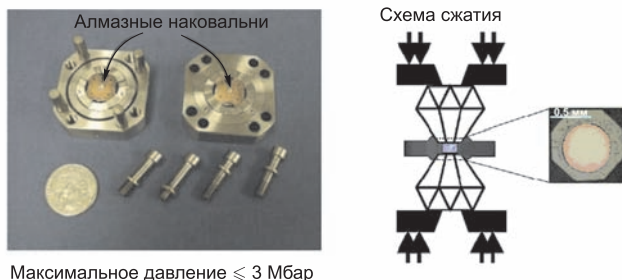
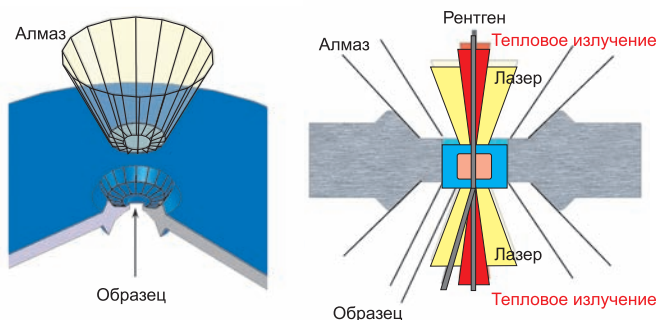
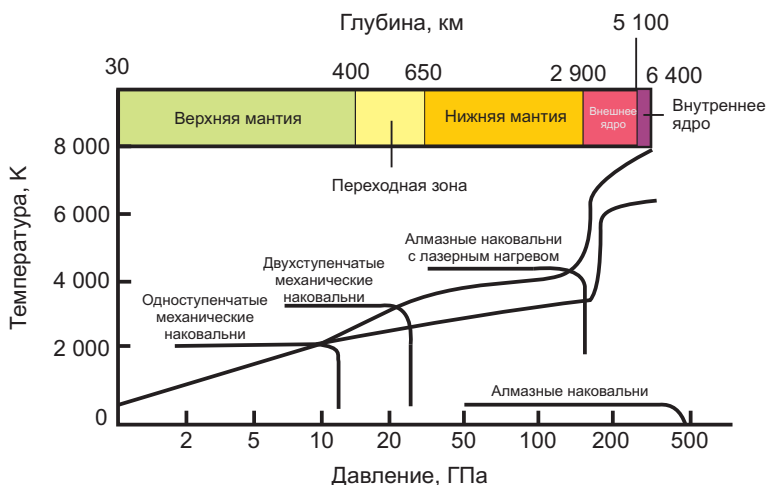


Рис. 2.1. Установка для статического сжатия вещества в алмазных наковальнях



**Рис. 2.2.** Схема статического эксперимента по сжатию вещества в алмазных наковальнях с лазерным нагревом



**Рис. 2.3.** Сопоставление достижимых в статических условиях параметров с физическими условиями в недрах Земли

Возможности метода алмазных наковален ограничены прочностью алмаза (самого прочного известного материала на Земле) и вряд ли выйдут за мегабарный диапазон давлений.

## 2.2.2. Динамические методы

Дальнейшее продвижение по шкале высоких плотностей энергии связано с переходом к динамическим методам исследований [1–3, 12–14], основанным на импульсной кумуляции энергии в исследуемом веществе при помощи мощных ударных волн либо при помощи электромагнитного или корпускулярного излучения различной приро-

ды. Возникающие при этом температуры и давления плазмы значительно превосходят термopрочностные пределы конструкционных материалов установок, что приводит к ограничениям характерного времени жизни плазмы в динамических экспериментах, которое определяется динамикой разлета мишени и составляет примерно  $10^{-10}$ – $10^{-5}$  с. При динамическом подходе отсутствуют принципиальные ограничения на создаваемые в мишени максимальные плотности энергии и давления, они лимитируются только мощностью энергетического источника — «драйвера».

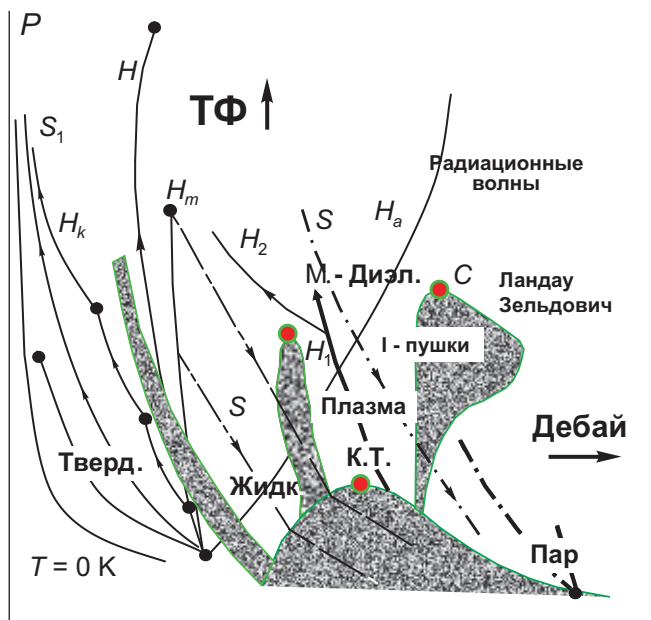
Наиболее распространенным инструментом создания высоких плотностей энергии являются мощные ударные волны [12, 13], возникающие в результате нелинейных гидродинамических явлений в веществе при его движении, вызванном импульсным энерговыделением. Основную роль здесь играет ударная волна — вязкий скачок уплотнения, в котором кинетическая энергия набегающего потока преобразуется в тепловую энергию сжатой и необратимо разогретой плазмы.

Ударно-волновая техника играет сегодня ведущую роль в физике высоких плотностей энергии, позволяя получать для многих химических элементов и соединений максимальные давления мегабарного и гигабарного диапазонов. Достигнутый сегодня диапазон максимальных динамических давлений на шесть порядков превосходит давления при ударе пули, на три порядка — давление в центре Земли и оказывается близким [2, 3] к давлению в центральных слоях Солнца и мишенях инерционного термоядерного синтеза. Эти экзотические состояния вещества возникали при рождении нашей Вселенной спустя несколько секунд после Большого взрыва [11, 15, 16].

Ударная волна не только сжимает, но и разогревает вещество до высоких температур, что особенно важно для получения плазмы — ионизованного состояния материи. При экспериментальном изучении сильно неидеальной плазмы в настоящее время используется ряд динамических методик [1, 12, 14] (рис. 2.4).

Ударное сжатие вещества в твердом или жидком исходном состоянии дает возможность получать за фронтом ударной волны состояние неидеальной вырожденной (статистика Ферми) и классической (статистика Больцмана) плазмы, сжатой до максимальных давлений примерно 4 Гбар и разогретых до температур порядка  $10^7$  К [2, 3], при которых плотность внутренней энергии плазмы сопоставима с ядерной плотностью энергии, а температуры близки к условиям, когда энергия и давление равновесного излучения начинают играть заметную роль в суммарной термодинамике и динамике таких высокоэнергетических состояний.

Для снижения эффектов необратимого нагрева целесообразно использовать сжатие вещества последовательностью падающих и отра-

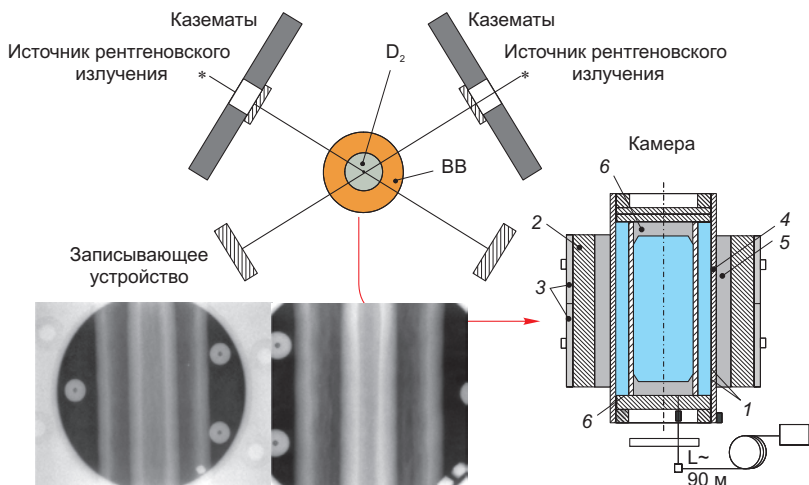


**Pb: 5000 K, 2 кбар. Al: 8000 K, 4,5 кбар. W: 21000 K, 15 кбар V**

**Рис. 2.4. Термодинамические траектории динамических методов исследования вещества [1]. Внизу даны параметры критических точек (К.Т.) ряда металлов**

женных  $H_k$  ударных волн, когда сжатие становится близким к более «мягкому» изоэнтропическому сжатию, позволяя получить значительно более высокие (в 10–50 раз) степени сжатия и более (примерно в 10 раз) низкие температуры по сравнению с однократным ударно-волновым сжатием. Многократное ударное сжатие было успешно применено для экспериментального изучения ионизации плазмы давлением и диэлектризации вещества [17] при мегабарных давлениях. Квазиadiaбатическое сжатие  $S_1$  было также реализовано при взрывном высокосимметричном цилиндрическом сжатии водорода и инертных газов (рис. 2.5). Наибольшие параметры плазмы были достигнуты при использовании сферического взрывного обжатия [18]. Эксперимент выполнен с использованием рентгеновского комплекса из трех бетатронов и многоканальной оптико-электронной системы регистрации рентгеновских изображений процесса сферического сжатия дейтерия.

В другом предельном случае, когда необходимо получить плазму высоких температур, целесообразно осуществлять ударно-волновое сжатие мишеней пониженной (по сравнению с твердотельной) плотности — пористых металлов  $H_m$  или аэрогелей  $H_a$  (см. рис. 2.4). Это



**Рис. 2.5. Взрывные цилиндрические устройства для квазиадиабатического сжатия плазмы:** 1 — цилиндрический образец; 2 — заряд ВВ; 3, 4 — внешний и внутренний металлический лайнеры; 5 — источник рентгеновского излучения; 6 — рентгеновские регистраторы

позволяет резко увеличить эффекты необратимости ударного сжатия и тем самым поднять энтропию и температуру сжатого состояния.

На рис. 2.6 представлены экспериментальные данные по термодинамике высокоэнергетических состояний в нетрадиционной для физики плазмы области твердотельных плотностей и высоких температур, полученных ударно-волновым сжатием пористых образцов никеля. Интересно, что эти экспериментальные данные соответствуют области перехода металл–диэлектрик (рис. 2.7), где для описания термодинамики плазмы существенны эффекты ионизации давлением и температурной ионизации [1, 19].

Ударное сжатие благородных газов и насыщенных паров щелочных металлов падающими  $H_1$  и отраженными  $H_2$  (см. рис. 2.4) ударными волнами дает возможность изучить плазму в области с развитой термической ионизацией, электроны которой подчиняются статистике Больцмана [1, 14].

Характерная черта техники ударных волн состоит в том, что они позволяют получать высокие давления и температуры в сжатых средах, в то время как область пониженных плотностей (включая кривую кипения и окрестность критической точки) оказывается для них недоступной. Исследовать промежуточные между твердым телом и газом состояния плазмы позволяет метод изоэнтропического расширения, основанный на генерации плазмы при адиабатическом расширении  $S$  конденсированного вещества, предварительно сжатого и необратимо

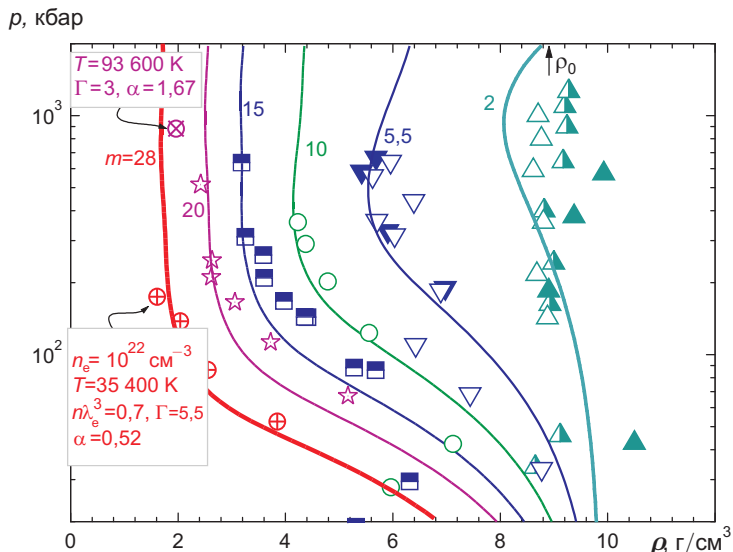


Рис. 2.6. Термодинамика неидеальной никелевой плазмы. Точки — результаты ударного сжатия пористых ( $m = \rho_0/\rho_{00}$ ) образцов,  $\alpha$  — степень ионизации

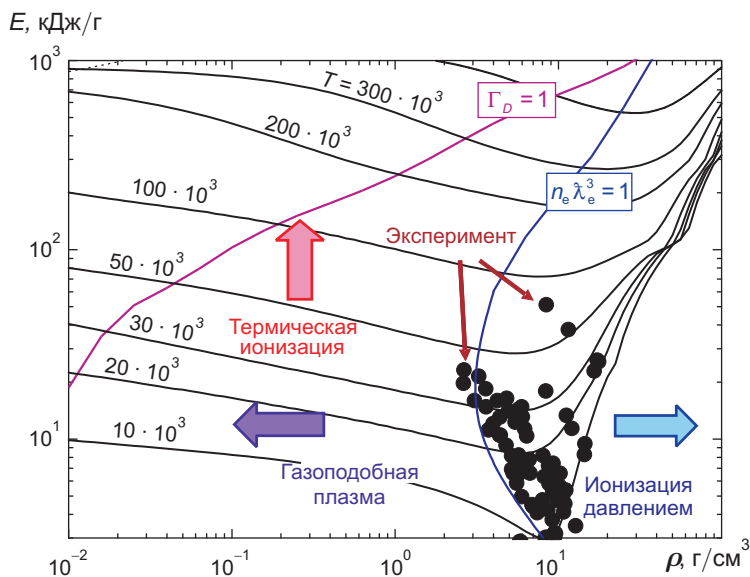
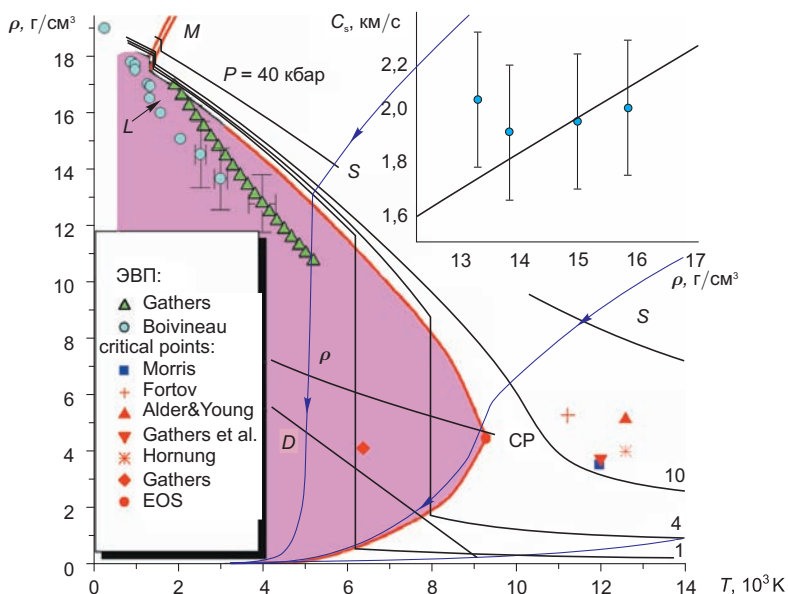


Рис. 2.7. Плотность энергии ударно-сжатой плазмы никеля

разогретого во фронте мощной ударной волны [1, 14]. Именно таким образом были впервые экспериментально изучены высокотемпературные участки кривых кипения, околоскритические состояния и области





**Рис. 2.8.** Высокотемпературное испарение урана в околоскритической области. Данные получены с использованием метода адиабатического расширения

перехода металл–диэлектрик значительного числа металлов. В качестве примера на рис. 2.8 представлена область высокотемпературного испарения урана, полученная на основе этих данных [1, 14].

Таким образом, динамические методы в различных комбинациях дают возможность реализовать в эксперименте и исследовать широкий спектр плазменных состояний с разнообразным и сильным межчастичным взаимодействием. При этом оказывается возможной не только экспериментальная реализация условий с высокими концентрациями энергии, но и достаточно полная диагностика этих высокоэнергетических состояний, так как ударные и адиабатические волны являются не только средством генерации, но и специфическим инструментом диагностики экстремальных состояний вещества с высокой концентрацией энергии [1, 12–14]. Они позволяют по фиксации механических параметров движения ударных волн и контактных разрывов определять термодинамические свойства плазмы, а при использовании современных средств высокоскоростной диагностики и многие физические характеристики плазмы экстремальных параметров.

Обсудим теперь кратко экспериментальную технику генерации мощных ударных волн в плотных средах.

### 2.2.3. Легкогазовые пушки и химические ВВ

Техника мощных ударных волн, возбуждаемых столкновением металлических лайнеров (ударников), разогнанных до скоростей в несколько километров в секунду, с мишенью из исследуемого вещества, является сегодня основным источником физической информации о поведении плазмы при давлениях до 10–15 Мбар. Мы не будем здесь детально описывать технику разгона ударников и средства диагностики — им посвящены подробные обзоры и монографии [1, 2, 12, 14, 20, 21]. Отметим лишь, что в такого рода ударно-волновых экспериментах удается выполнить достаточно полные измерения физических свойств плазмы. Для определения уравнения состояния выполняются электроконтактные и оптические регистрации временных интервалов движения ударных разрывов и контактных поверхностей. Производятся пирометрические, спектроскопические, протонографические, рентгеновские дифракционные и адсорбционные измерения с применением импульсных рентгеновских и синхротронных источников излучения, интерферометрические лазерные измерения, а также регистрация низко- и высокочастотной холловской электропроводности, фиксация пьезо- и магнитоэлектрических явлений.

В США для этих целей наибольшее распространение получили пороховые и легкогазовые метательные устройства — «пушки» (рис. 2.9), в то время как в СССР предпочтение отдавалось взрывным метательным устройствам [20].

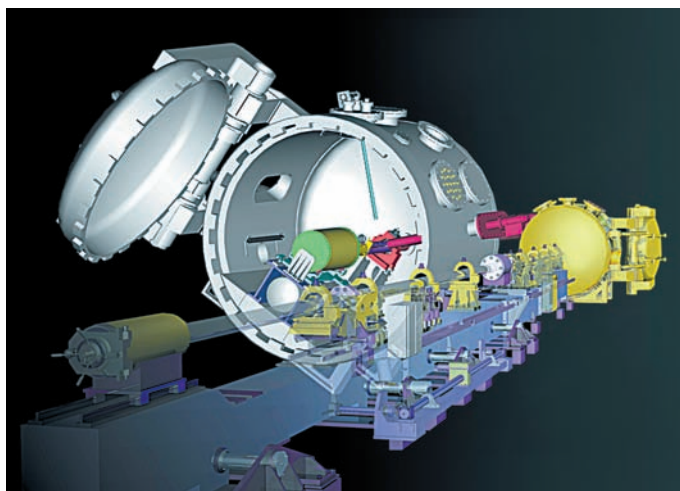


Рис. 2.9. Схема легкогазовой пушки, Ливермор, США

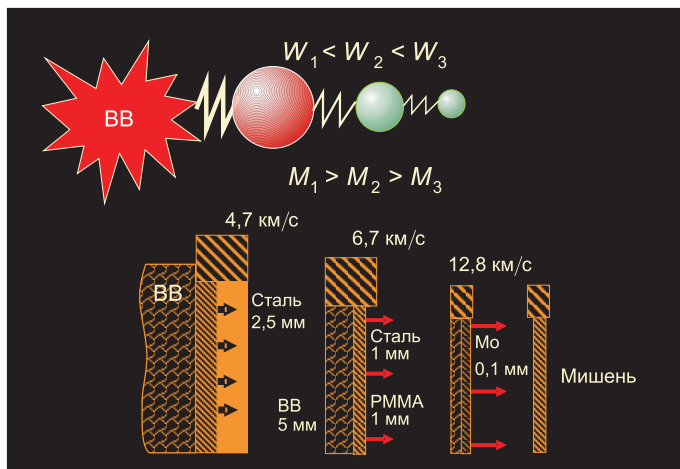
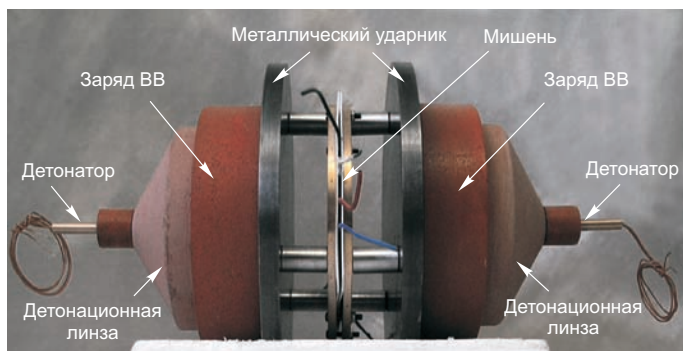


Рис. 2.10. Принцип «градиентной» кумуляции [22] и трехступенчатая взрывная «слойка» [12]

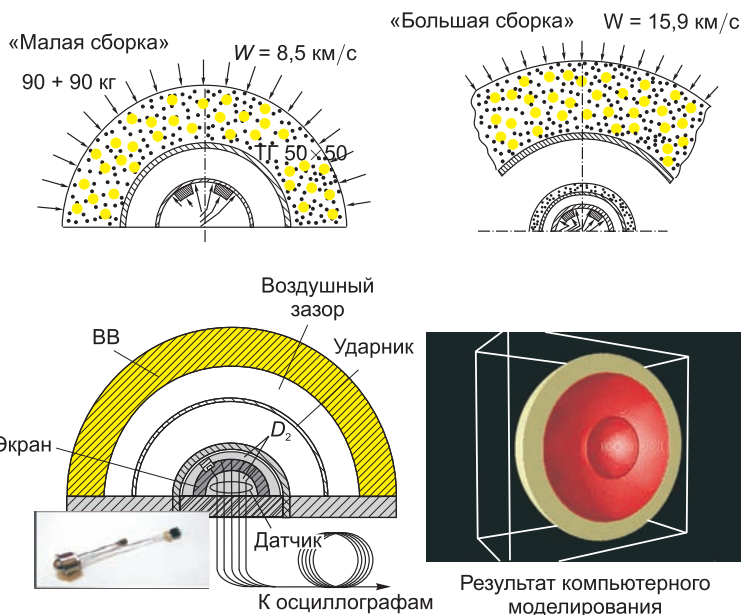
С целью увеличения скорости метания, а следовательно, и давления ударно-сжатой плазмы применяются самые изощренные газодинамические методы. Так, метод «градиентной» кумуляции (рис. 2.10 [22]) основан на последовательном увеличении скорости ударников в плоских чередующихся слоях тяжелого и легкого материала. Этот метод не связан с явлениями геометрической фокусировки энергии и поэтому обладает повышенной (по сравнению со сферическим сжатием) устойчивостью процесса разгона и сжатия. Построенная таким образом взрывная трехступенчатая «слойка» [20] разгоняет стомикронный молибденовый ударник до скоростей 5–14 км/с, который генерирует в плазме мишени плоскую ударную волну или серию ревербирующих ударных волн с амплитудным давлением мегабарного диапазона. Геометрические параметры этих экспериментальных устройств подобраны таким образом, чтобы исключить искажающее влияние боковых и тыльных волн разгрузки и обеспечить одномерность и стационарность газодинамического течения в зоне регистрации.

С целью увеличения параметров ударного сжатия в ряде экспериментов использовались взрывные генераторы встречных ударных волн (рис. 2.11), где исследуемый материал нагружался с двух сторон синхронным ударом стальных ударников, симметрично разогнанных зарядами ВВ.

Особо точные сферические взрывные генераторы мощных ударных волн (рис. 2.12) были созданы в СССР [12, 20] для изучения термодинамических свойств материалов при давлениях до 10 Мбар. С использованием эффекта геометрической кумуляции при центростре-



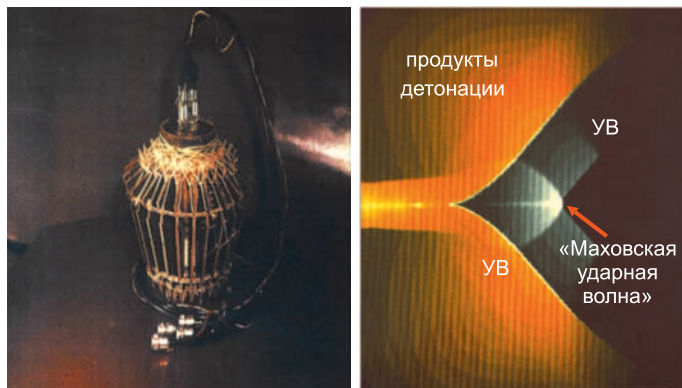
**Рис. 2.11. Взрывной генератор встречных ударных волн**



**Рис. 2.12. Взрывные генераторы сферически сходящихся мощных ударных волн**

мительном движении (имплозии) продуктов детонации и полусферических оболочек в устройствах массой около 100 кг и энерговыделением примерно в 300 МДж удавалось разгонять металлические ударники до скоростей порядка 23 км/с.

Экспериментальная техника с использованием мощных ударных волн для изучения экстремальных состояний вещества [11, 23] является сегодня основным источником информации о поведении сильноносжатой сильнонеидеальной плазмы в областях рекордно высоких температур и давлений мегабарного-гигабарного диапазона. Будучи эк-



**Рис. 2.13. Взрывные конические генераторы «маховских» ударных волн.** Справа — результаты двумерного гидродинамического расчета

зотическими для земных условий, эти ультраэкстремальные состояния вполне характерны для большинства астрофизических объектов, они определяют строение, эволюцию и светимость звезд, планет солнечной системы, а также открытых недавно экзопланет.

Кроме того, с плазмой ультрамегабарного диапазона связывают перспективные энергетические проекты по управляемому термоядерному синтезу с инерционным удержанием плазмы и реализации высокотемпературных состояний в сжатом водороде. Эти обстоятельства являются постоянно действующим стимулирующим фактором по экспериментальному изучению свойств сильносжатой неидеальной плазмы водорода, дейтерия и инертных газов мощными ударными волнами, для возбуждения которых используются легкогазовые и взрывные плоские и полусферические устройства, мощные лазеры и электродинамические ускорители [11, 23].

В более устойчивых конических взрывных генераторах применяются явления кумуляции при нерегулярном («маховском») схождении цилиндрических ударных волн (рис. 2.13). Комбинация эффектов нерегулярной цилиндрической кумуляции с «градиентной» кумуляцией позволяет возбуждать в меди ударную волну с амплитудой около 20 Мбар, что близко к давлениям в ближайшей зоне ядерного взрыва.

## 2.2.4. Подземные ядерные взрывы

Рекордные в земных условиях параметры плазмы получены в ближней зоне ядерного взрыва. Схемы отдельных экспериментов приведены на рис. 2.14 и 2.15 [2, 3, 20, 21]. Совокупность экспериментальных данных по ударно-сжатой плазме алюминия приведена на рис. 2.16, где наивысшие точки соответствуют рекордным в земных

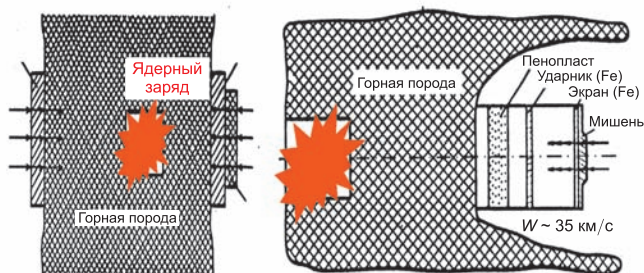


Рис. 2.14. Схема экспериментов по генерации мощных ударных волн в ближней зоне ядерного взрыва

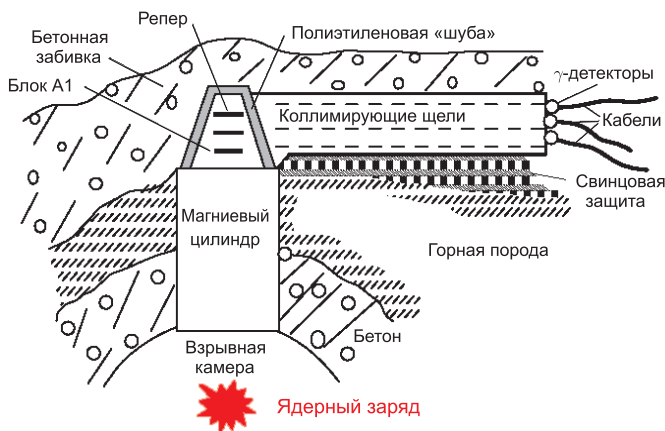


Рис. 2.15. Схема опытов с подземным ядерным взрывом с использованием гамма-репера [3]

условиях параметрам. Плотность внутренней энергии такой плазмы  $E \approx 10^9$  Дж/см<sup>3</sup>, что близко к плотности энергии ядерной материи, а давление  $p \approx 4$  Гбар близко к давлению во внутренних слоях Солнца. Плазма в этих условиях ( $n_e \approx 4 \cdot 10^{24}$  см<sup>3</sup>,  $T \approx 8 \cdot 10^6$  К) невырождена,  $n\lambda^3 \approx 0,07$ , двенадцатикратно ионизирована, параметр неидеальности невелик,  $\Gamma \sim 0,1$ , что является экспериментальной иллюстрацией тезиса (лекция 1) об упрощении физических свойств плазмы в пределе ультравысоких плотностей энергии. Любопытно, что исследованный диапазон параметров примыкает к области, где в термодинамике системы замечен вклад энергии и давления равновесного светового излучения:

$$E_R = 4\sigma T^4/c; \quad p_R = E_R/3 = 4\sigma T^4/(3c).$$

Таким образом, реализуется близкий к радиационно-газодинамическому режим динамики плазмы.

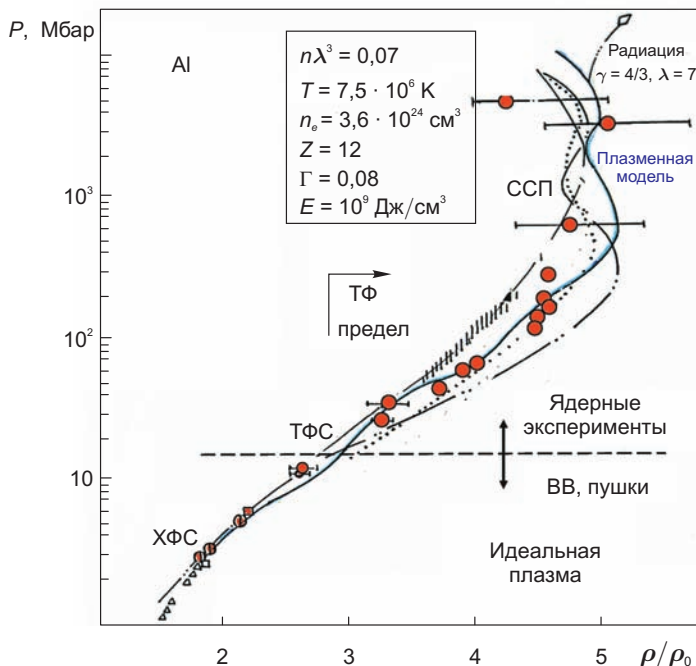


Рис. 2.16. Ударно-волновое сжатие алюминия до гигабарных давлений

Полученные при помощи ядерных взрывов [2, 3, 20, 21] (рис. 2.16) давления относятся к области мультимегабарных давлений, близких к характерному «физическому» давлению, которое можно составить из соображений размерности,  $p \approx e^2/a_B^4 \approx 300$  Мбар ( $a_B = \hbar^2/(me^2)$  — боровский радиус электрона), и начиная с которых применима теория Томаса–Ферми (ТФ) [9, 10], предполагающая упрощенное квантово-статистическое описание сильносжатого вещества и «автомодельность» его физических свойств. Эта модель [10], основанная на квазиклассическом приближении к методу самосогласованного поля, является существенным упрощением многочастичной квантово-механической задачи и поэтому получила значительное распространение для расчетов астрофизических и специальных задач.

Физические условия применимости квазиклассической модели, как мы отмечали, соответствуют экстремально высоким давлениям  $p \gg \gg 300$  Мбар и температурам  $T \gg 10^5$  К, которые реализуются в различных астрофизических объектах, но пока с трудом доступны для техники эксперимента в земных условиях. Предельно достижимые в настоящее время состояния в области высоких давлений и температур осуществляются, как мы видели выше, с помощью динамических



методов, использующих технику мощных ударных волн. Хотя большинство данных ударно-волновых экспериментов в точности не соответствуют квантово-статистическим условиям, они позволяют оценить экстраполяционные свойства квазиклассических моделей вне границы их формальной применимости, устанавливаемой [10, 24] малостью соответствующих буквенных критериев. Результаты подобных построений показывают, что введение квантовых, обменных и корреляционных поправок (осцилляционные поправки не учитывались) улучшает экстраполяцию, которая в этом случае оказывается возможной для нулевой температуры до давлений  $p \geq 300$  Мбар, а при  $T \geq 10^4$  К до примерно 50 Мбар. Вместе с тем неоднозначность интерпретации результатов сравнительных измерений, выполненных при подземных ядерных взрывах, не дает определенного ответа на вопрос о предпочтительности того или иного варианта квазиклассической модели; результаты этих измерений находятся в противоречии с данными абсолютных измерений [3].

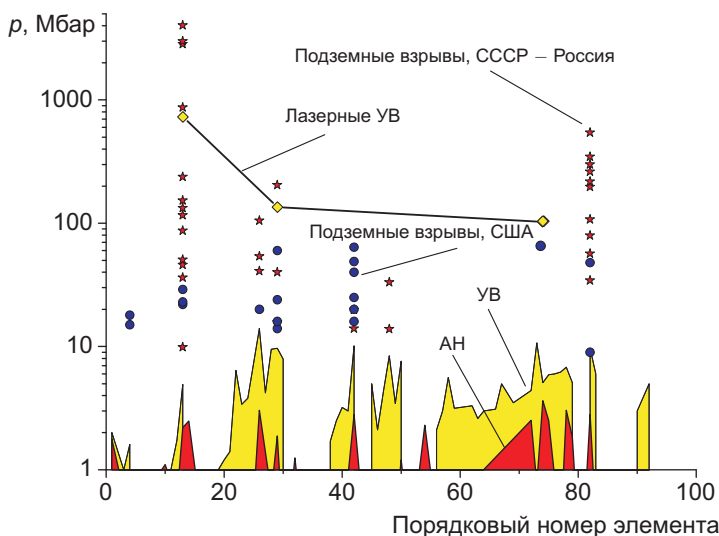
Расхождение расчетов по модели Томаса–Ферми и более точных квантово-механических расчетов по модели Хартри–Фока–Слэтера (ХФС) в характерном для плазменного состояния параметров диапазоне рассмотрено в работах [1].

Следует отметить, что в настоящее время вопрос о границах применимости квазиклассической модели в значительной степени остается открытым, а характер поведения вещества в области  $p > 300$  Мбар оказывается более разнообразным, чем это предполагалось ранее на основании упрощенных представлений [10]. Экспериментальная проверка предсказаний оболочечной квазиклассической модели является в настоящее время наиболее интересной задачей физики сверхвысоких давлений, для решения которой понадобится, по-видимому, новая экспериментальная техника, основанная на мощных лазерных потоках направленной энергии.

Пока только техника подземных ядерных взрывов [2, 3, 20] дает возможность приблизиться к области мультимегабарных давлений, позволяя осуществить лишь оценку нижних границ применимости квазиклассической модели. Согласно [12] эта модель применима, начиная с давлений около 100 Мбар на адиабате Гюгонио, в то время как с ростом температуры (ударные адиабаты пористого вещества) область ее применимости заметно сужается.

Здесь необходимы дальнейшие исследования термодинамики сверхплотной плазмы в ультрамегабарном диапазоне динамических давлений. Достигнутые к настоящему времени давления в контролируемых условиях с помощью ударных волн и алмазных наковален приведены на рис. 2.17. Видно, что для перехода к давлениям свыше 10 Мбар





**Рис. 2.17.** Характерные давления, реализованные в экспериментах на Земле. АН — статический метод алмазных наковален; УВ — ударные волны от легкогазовых пушек и химических взрывчатых веществ

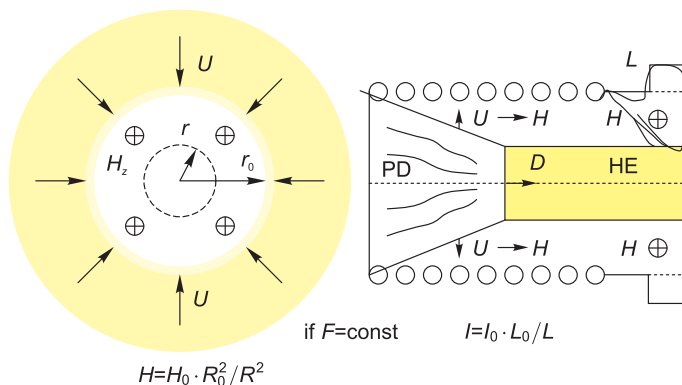
необходимо применение нетрадиционных способов генерации ударных волн (п. 2.2.6), в первую очередь лазерных (§ 2.3, лекция 3).

Интересующихся вопросами сверхвысоких давлений мы отсылаем к работам [2, 3, 14, 20, 21].

## 2.2.5. Взрывомагнитные генераторы

Наибольшие магнитные поля, которые удается получить в макроскопических объемах на Земле, получены сегодня с использованием взрывомагнитных (магнитокумулятивных) генераторов (ВМГ) [25–27]. Этим взрывным устройствам принадлежат сегодня рекорды по напряженности магнитного поля — 28 МГс, значению импульсного электрического тока — примерно 300 МА, что соответствует экстремально высокой электромагнитной энергии  $H^2/8\pi \approx 3$  МДж/см<sup>3</sup>. Взрывомагнитные генераторы являются сегодня наиболее мощными энергетическими устройствами. Их мощность достигает порядка 100 ГВт.

Схема первого, предложенного акад. А.Д. Сахаровым, взрывомагнитного генератора приведена на рис. 2.18. В радиальном генераторе (генератор поля) исходный магнитный поток с индукцией  $B_0$  радиально обжимается металлическим цилиндром, ускоряемым к центру детонацией конденсированного взрывчатого вещества. При условии сохране-



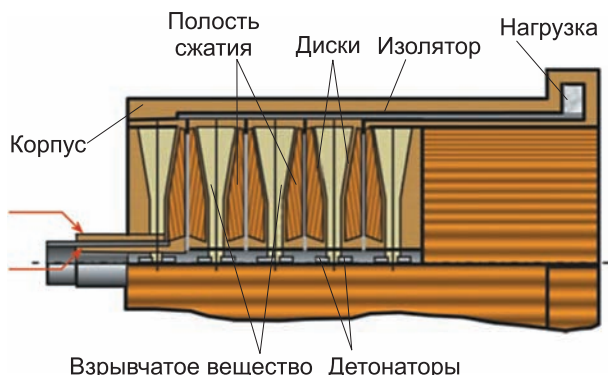
**Рис. 2.18. Дискový взрывомагнитный генератор [26]**

ния магнитного потока  $S = H_0 \pi R_0^2 = H \pi R^2$  напряженность магнитного поля внутри цилиндра  $H = H_0 \left( \frac{R_0}{R} \right)^2$  достигает многих мегагаусс.

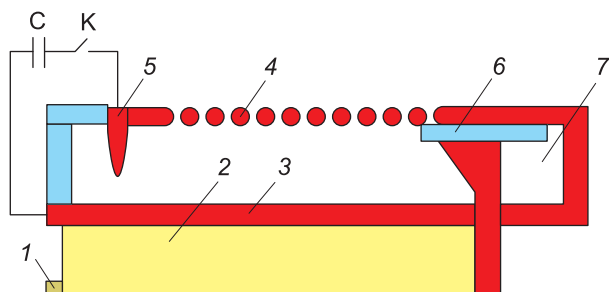
Существует два основных ограничения [26], накладываемых на скорость сжатия магнитного потока. Во-первых, сжатие должно быть достаточно быстрым, для того чтобы выполнялось условие  $dL/dt \gg R$  и нагрузка не повреждалась действием пондеромоторных сил. Во-вторых, поскольку при быстром изменении потока  $\Phi$  появляется высокое электрическое напряжение  $U = -Ldl/dt$ , требуется обеспечить достаточно прочную электрическую изоляцию, предохраняющую от электрических пробоев.

К настоящему времени создано семейство дисковых взрывомагнитных генераторов (ДВМГ) с зарядами ВВ диаметром от 240 до 1000 мм. В работах с ДВМГ достигнуты следующие параметры: коэффициент усиления энергии 10–30; характерное время 3–10 мкс; удельная энергия 600 Дж/см<sup>3</sup>; выходная энергия 200 МДж. Эти генераторы применяются для разгона металлических лайнеров с целью генерации ударных волн. Достигнута скорость лайнера массой 1 г — 50 км/с, массой 0,25 кг — 15 км/с, а также экспериментально подтверждена возможность квазисферического схлопывания лайнера под действием аксиально-симметричного магнитного поля.

На рис. 2.19 схематически изображен ДВМГ. Когда магнитный поток в генераторе достигает заданного значения, контур генератора замыкается, захватывая таким образом введенный магнитный поток. В тот же момент с помощью системы инициирования подрываются в синхронном режиме заряды ВВ по оси. Под действием продуктов взрыва токопроводящие пластины, схлопываясь, сжимают магнитный поток во всех полостях одновременно и вытесняют его из полостей сжатия через передающую линию в нагрузку. Форма токопроводящих



**Рис. 2.19. Дисковый взрывомагнитный генератор [26]**



**Рис. 2.20. Спиральный взрывомагнитный генератор:** 1 — электродетонатор; 2 — заряд ВВ; 3 — лайнер; 4 — соленоид (статор); 5 — замыкающий штырь (кроубар); 6 — изолятор; 7 — нагрузка; С — конденсатор; К — разрядник [26]

пластин выбрана таким образом, чтобы сжатие осуществлялось по экспоненциальному закону.

Спиральные взрывомагнитные генераторы (СВМГ) [26], имея существенно большие индуктивность и скорость ее вывода (уменьшения), по сравнению с таковыми в других типах взрывомагнитных генераторов, могут эффективно работать с нагрузкой с широким диапазоном индуктивности и сопротивления. Основными элементами СВМГ (рис. 2.20) являются расположенные коаксиально цилиндрический соленоид и металлическая труба с зарядом ВВ, электрически соединенные через нагрузку. Магнитный поток, создаваемый в объеме генератора внешним источником энергии, сжимается центральной трубой, которая при инициировании заряда ВВ с противоположного от нагрузки торца разлетается под действием продуктов детонации в виде конуса, перемещающегося вдоль оси устройства со скоростью детонации. Центральная труба изготавливается из мягкой меди или мягких сплавов алюминия.

Одним из самых мощных СВМГ, созданных во Всероссийском научно-исследовательском институте экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), является генератор с внутренним диаметром витков 240 мм [26]. При начальной энергии около 40 кДж он обеспечивает в нагрузках 50–120 нГн ток до 15 МА, магнитную энергию до 8 МДж. Характеристики генератора превосходят мировой уровень по удельной энергии в 2–3 раза, по коэффициенту усиления энергии в 10–20 раз и быстроходности примерно в 2 раза.

Спиральные взрывомагнитные генераторы нашли применение для разгона твердотельных лайнеров до высоких скоростей. Наиболее известна серия из семи экспериментов *R-Damage*, проведенных совместно РФЯЦ-ВНИИЭФ и Лос-Аламосской национальной лабораторией, по изучению динамического разрушения в сходящейся геометрии с использованием взрывомагнитного устройства в качестве «драйвера» цилиндрического алюминиевого лайнера, создающего осесимметричное ударное воздействие на исследуемую мишень. Целью экспериментов являлось исследование особенностей зарождения и развития откольного разрушения, а также компактирования поврежденности в экструдированном алюминии.

Одним из направлений инерционного термоядерного синтеза является генерирование мощных импульсов мягкого рентгеновского излучения с энергией до 10 МДж за время порядка 10 нс и обжигание этим излучением термоядерной мишени. В проекте «Эмир» для генерации мягкого рентгеновского излучения используются одно- и двухкаскадные лайнеры из вольфрамовых проволок диаметром около 0,01 мм с запиткой их от ВМГ. На начальном этапе исследований применялись спиральные ВМГ диаметром 100 и 200 мм. В этих экспериментах токовые импульсы имели амплитуду 2,5–5,5 МА и длительность нарастания фронта 300–400 нс. Зарегистрирован выход мягкого рентгеновского излучения (МРИ) до 180 кДж длительностью 20 нс и температурой около 50 эВ. При использовании 10-элементного ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 240 мм в лайнерах были получены токи на уровне 14 МА с характерным временем нарастания 1,1 мкс. Энергия МРИ составляла примерно 0,8 МДж. На сегодня это самый мощный источник мягкого рентгеновского излучения в России. В дальнейшем планируется применение ДВМГ с зарядами ВВ диаметром 480 мм. Ожидаемые токи в лайнере до 50 МА с временем нарастания 0,5 мкс. По расчетам энергия МРИ при таких параметрах тока должна составлять более 10 МДж.

Физические эксперименты с использованием взрывомагнитных генераторов детально рассматриваются в работе [27].

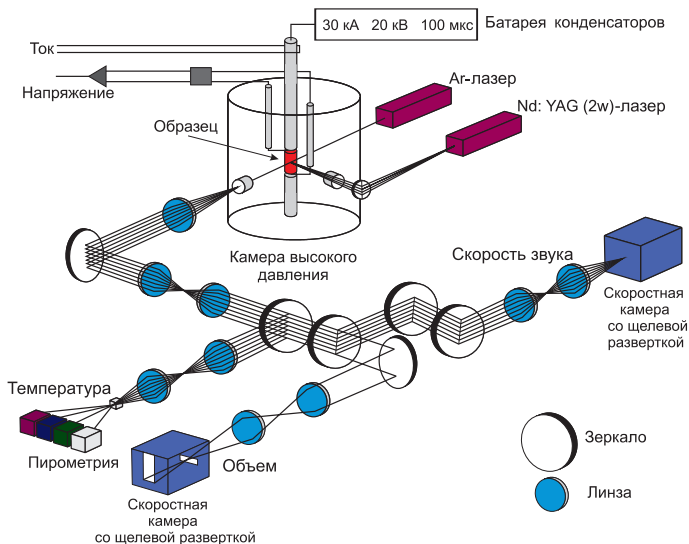
### 2.2.6. Устройства сильнотоочной импульсной электроники

Использование устройств сильнотоочной ( $10^5$ – $10^7$  А) импульсной энергетики для получения плазмы высоких плотностей энергии осуществляется в различных экспериментальных постановках. Электрическая энергия может осуществлять прямой импульсный джоулев нагрев (электровзрыв) проводников, либо магнитодинамическое сжатие и разогрев плазменных образований. Запасенная энергия может использоваться для получения интенсивных вспышек мягкого рентгеновского излучения (с радиационной температурой 200–300 эВ) с последующей генерацией этим излучением мощных ударных или радиационных тепловых волн, либо для электродинамической генерации ударных волн, а также для электродинамического разгона металлических лайнеров. Энергетические возможности такого рода электродинамических устройств, как правило (за исключением NIF и LMJ), на порядки больше, чем у лазеров, что позволяет проводить опыты с более толстыми мишенями, повысив точность измерений и снизив временные требования ( $10^{-8}$ – $10^{-7}$  с) к средствам диагностики.

Электровзрыв проводников и металлических фольг импульсным током порядка 50–200 кА является традиционным направлением исследований теплофизических свойств тугоплавких веществ в области конденсированного состояния [28] при характерных плотностях энергии порядка 10 кДж/см<sup>3</sup> (рис. 2.21). В последнее время этот диапазон был расширен до 20–30 кДж/см<sup>3</sup> с выходом в сильнозакритические состояния металлов, что, в частности, позволяет изучать переход «металл–диэлектрик» при непрерывном сверхкритическом расширении плазмы металлов.

Наибольшие параметры плазмы получены в настоящее время в мощных Z-пинчах тераваттного диапазона мощностей, в которых электрическая энергия конденсаторов после соответствующих обострений осуществляет электродинамический разгон плазмы с последующей фокусировкой ее кинетической энергии на оси цилиндра. Таким образом на установке Z-пинч в лаборатории Сандиа, США, получена вспышка мягкого (150–200 эВ) рентгеновского излучения длительностью около 10 нс и энергией около 1,8 МДж, мощностью примерно 230 ТВт. В этих экспериментах цилиндрическая плазменная оболочка создавалась электровзрывом сотен тонких (6–50 мкм) вольфрамовых проводников током 20 МА с фронтом нарастания около 100 нс. При схлопывании оси была получена вольфрамовая плазма с плотностью ионов порядка  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и степенью ионизации более 50.

Второе интересное применение этой установки связано с электродинамической генерацией мощных ударных волн. Для этого мощный импульс электрического тока осуществлял электродинамический раз-



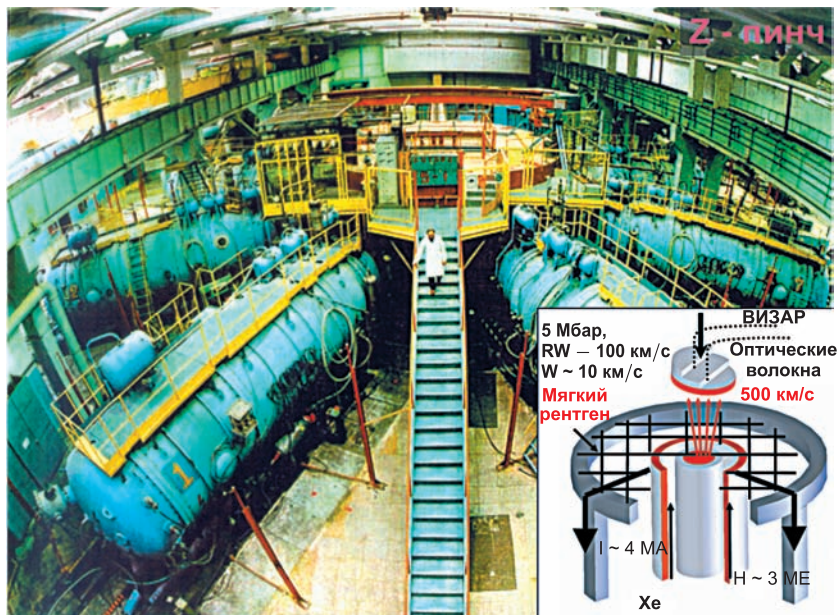
**Рис. 2.21. Схема эксперимента со взрывающимися проволочками [28]**

гон металлических ударников до скоростей примерно 20 км/с и генерацию при его ударе о мишень ударно-волновых давлений мегабарного диапазона. При этом появляется возможность управлять параметрами тока, осуществляя безударное — «мягкое» сжатие мишеней до давления около 3 Мбар, с меньшими, чем при ударно-волновом нагреве, температурами и энтропиями сжатия.

В экспериментах на установке АНГАРА (рис. 2.22) импульсный ток 4 МА разгонял плазменный ксеноновый лайнер до скорости 500 км/с. Высокосимметричный удар этого лайнера о поверхность цилиндрической сильнопористой мишени возбуждал в ней тепловую радиационную волну, излучающую мягкое рентгеновское излучение с температурой порядка 100 эВ. Это интенсивное рентгеновское излучение из цилиндрической полости использовалось для высокосимметричной генерации плоских ударных волн с амплитудой давления примерно 5 Мбар, для возбуждения тепловых радиационных волн со скоростью распространения 100 км/с, а также для разгона металлических ударников до 10–12 км/с.

Интересные параметры плазмы получены в Z-пинчах с изначально газовой оболочкой сантиметрового размера, которая ионизируется 100–200-наносекундным мегаамперным током и схлопывается до миллиметрового шнура, увеличивая в 20–50 раз (до  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) плотность плазмы при температуре электронов в сотни электрон-вольт.

Высокоэнергетическая плазма генерируется в геометрии X-пинча, получаемой путем пересечения двух проволочек с электрическим то-



**Рис. 2.22.** Импульсный генератор АНГАРА-5, ТРИНИТИ, Россия, для управляемого термоядерного синтеза и опытов с плазмой высоких плотностей энергии, с ударными и тепловыми волнами

ком. Такого рода устройства имеют хорошую перспективу как источник рентгеновского излучения для микролитографии и других приложений.

При работе современных сильноточных пинчей, в процессе генерации высоких плотностей энергии, возникают развитые магнитогидродинамические течения с определяющей ролью излучения, что имеет самостоятельное значение для моделирования радиационной газодинамики в астрофизических объектах.

Перспективным может оказаться направление работ по генерации плазмы высоких плотностей энергии, основанное на квазиadiaбатическом цилиндрическом сжатии плазменных структур, в которых изначально созданы замкнутые магнитные конфигурации — так называемые структуры с «обращенным» магнитным полем. Дополнительное сжатие и нагрев такой плазмы осуществляются внешним тяжелым металлическим лайнером, электродинамически ускоренным мегаамперным током. Оценки показывают [11], что импульсный ток в 30 МА установки ATLAS позволит получить плазменный шнур диаметром 1 см, длиной несколько сантиметров с давлением плазмы примерно 1 Мбар, плотностью ионов  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и температурой порядка 10 кэВ.

В проекте МАГО (МАГнитное Обжатие) (рис. 2.23) [26] импульсный ток 7 МА от двух спиральных взрывомангнитных генераторов сжи-



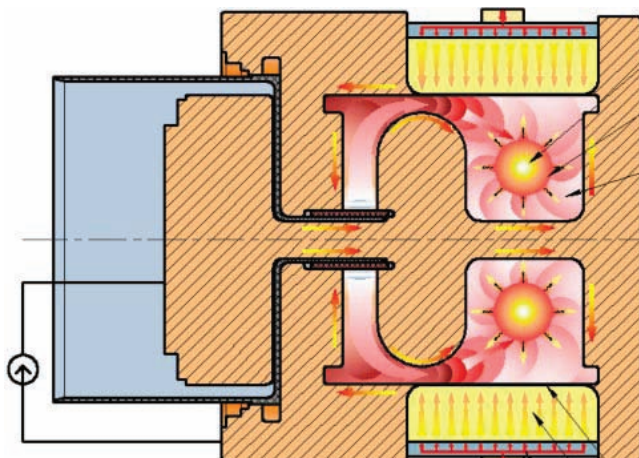


Рис. 2.23. Схема плазменного генератора МАГО

мает и разогревает предварительно подготовленную замагниченную плазму до параметров, близких к термоядерным условиям  $\rho \approx 20 \text{ г/см}^3$ ,  $T \approx 3\text{--}4 \text{ кэВ}$ , что дает нейтронный выход DT-реакции на уровне  $(3 - 5) \cdot 10^{13}$ . При этом в сжимающем плазму металлическом лайнере реализуется плотность энергии порядка  $10^7 \text{ Дж/см}^3$ .

Рассмотренные выше устройства сильноточной импульсной электроники имеют интересные перспективы как по наращиванию основных параметров, так и по развитию элементов и схем компрессии мощности.

Проектируемая в России установка «Байкал» должна стать источником мягкого рентгеновского излучения с выходной энергией порядка 10 МДж для экспериментов с термоядерными мишенями непрямого действия и для решения других задач физики высоких плотностей энергии (рис. 2.24). В этом проекте 4 ГДж электрической энергии запасается в индуктивных накопителях с последующим обострением мощности для питания быстрой лайнерной системы мощностью 500–1000 ТВт.

Полученный на установке Z (Сандия, США) успех предполагается развить на установке X-1, питающей два пинчевых узла, каждый из которых генерирует 7 МДж мягкого рентгеновского излучения мощностью порядка 1000 ТВт, которое подается на термоядерную мишень диаметром 4 мм, облучаемую в течение 10 нс рентгеновским излучением с температурой более 225 эВ. Термоядерное энерговыделение в установке X-1 предполагается на уровне 200–1000 МДж.



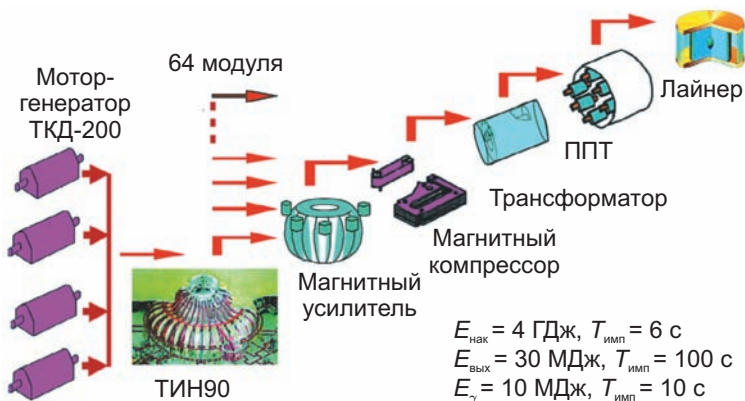


Рис. 2.24. Схема установки «Байкал»

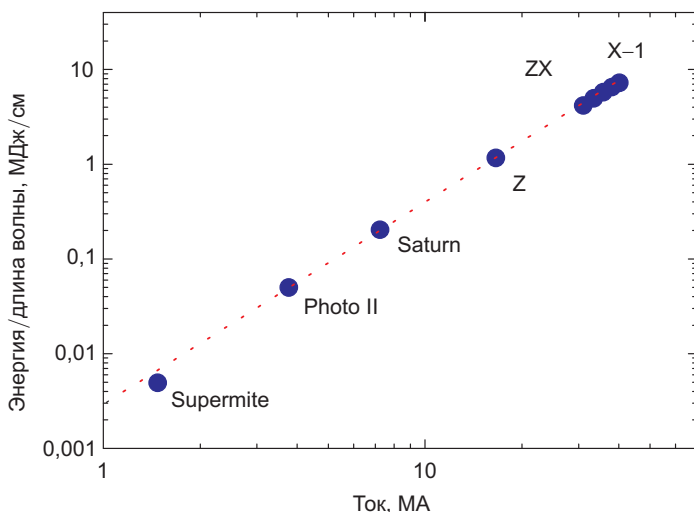


Рис. 2.25. Зависимость выхода мягкого рентгеновского излучения от тока Z-пинча

Развитием генератора Z является проект IFE-Z, являющийся, по существу, уже прототипом импульсного термоядерного реактора. Будет использован двойной Z-пинч, генерирующий по 8 МДж рентгеновского излучения каждый, под импульсным током по 66 МА. При этом термоядерный энерговыход планируется на уровне 3 ГДж, коэффициент усиления около 83.

Используемый скейлинг зависимости энергетического выхода рентгеновского излучения от тока пинча приведен на рис. 2.25.

## 2.3. Мощные лазеры

С момента создания первого лазера одной из важнейших целей квантовой электроники было и остается увеличение пиковой мощности лазерного излучения [29]. Само понятие «высокая пиковая мощность» постоянно меняется, и сегодня речь идет о мощности не менее 1 ПВт ( $10^{15}$  Вт). Бурный прогресс мощности лазеров в 60–70-х годах основывался на принципах модуляции добротности и синхронизации мод, позволивших за 40 лет сократить длительность лазерных импульсов с микросекундного до пикосекундного диапазона. Дальнейшее продвижение в этом направлении было ограничено большими размерами и стоимостью лазеров и необходимостью работы на пределе лучевой стойкости оптических элементов.

Современный «ренессанс» в лазерной физике был связан с изобретением в 1985 г. метода усиления чирпированных (частотно-диспергированных, или с дисперсией по частоте) (рис. 2.26,

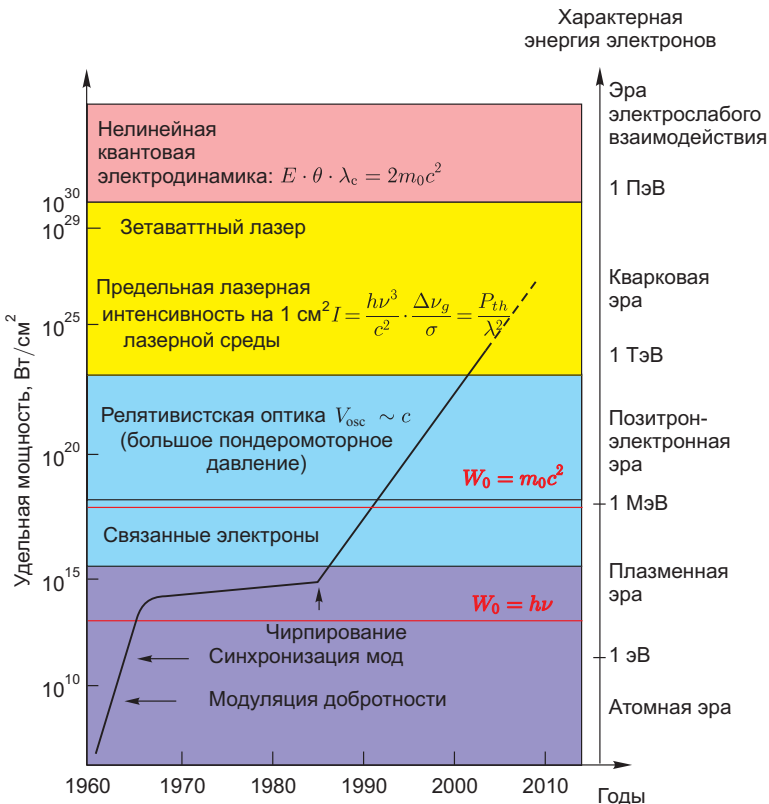
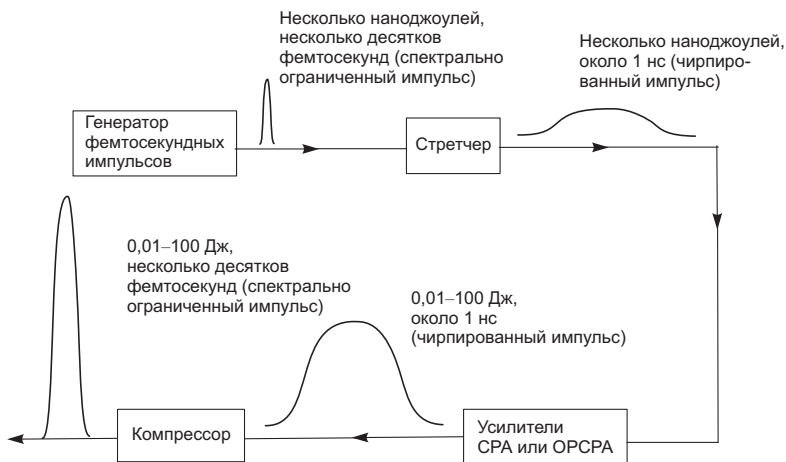


Рис. 2.26. Рост интенсивности лазерного излучения во времени [11]



**Рис. 2.27. Общая схема фемтосекундных лазеров**

2.27) оптических импульсов, который открыл дорогу мультитераваттным, петаваттным и даже эксаваттным лазерным системам [29], доводя максимальные плотности мощности на мишени до  $q \approx 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, при теоретическом пределе примерно  $3 \cdot 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом методе (рис. 2.27, [30]) изначально короткий лазерный импульс растягивается во времени, проходя через диспергирующие элементы. Импульс разлагается на спектральные компоненты, каждая из которых проходит несколько различных путей в зависимости от ее длины волны, растягиваясь во времени и в пространстве в несколько десятков тысяч раз за счет разнесения его спектральных компонент. Происходит также спектральное обрезание этого растянутого во времени импульса («chirp») — частота непрерывно меняется от начала к концу импульса. Растянутый импульс, обладая меньшей плотностью мощности, усиливается обычным образом лазерно-активной средой, которая теперь работает в условиях значительно меньшей мощности потока, и попадает в другой нелинейный элемент для оптического сжатия в другой дисперсионной системе — компрессоре, который является наиболее энергетически напряженным элементом. Особенность такой схемы в том, что в лазерной среде происходит усиление именно растянутого импульса с пониженной интенсивностью. Если традиционная техника позволяла фокусировать излучение линзами в двух перпендикулярных направлениях, то новый метод делает это сразу в трех измерениях, резко увеличивая результирующую плотность мощности на мишени.

Принцип chirpирования используется во всех без исключения лазерах мощностью 1 ТВт и выше [30]. Он позволил на пять–шесть поряд-

ков поднять интенсивность лазерного излучения, радикально снизить размер и стоимость лазеров, ставших «настольными» устройствами, доступными для небольших университетских лабораторий. Кроме того, эти лазеры хорошо сочетаются с крупными установками для лазерного управляемого термоядерного синтеза («быстрый» поджиг — п. 2.5.2) и ускорителями заряженных частиц (см. п. 2.5.4, рис. 2.37), давая возможность зарегистрировать такие нелинейные эффекты квантовой электродинамики, как рождение пар из вакуума, а также получение интенсивного оптического излучения для изучения фотон-фотонных столкновений.

Синхронно с развитием метода чирпирования разрабатывался новый метод получения сверхмощных импульсов, основанный на параметрическом усилении света в нелинейно-оптических кристаллах (Optical Parametric Chirped Pulse Amplification — OPCPA) [31]. Преимуществом параметрического усиления является беспрецедентно высокий коэффициент усиления чирпованных импульсов: до трех–четырех порядков по энергии при одном проходе через кристалл. Другим положительным моментом является то, что хорошо разработана технология выращивания широкоапертурных кристаллов семейства KDP (дигидрофосфат калия,  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ ), позволяющих увеличить энергию генерируемых импульсов за счет масштабирования усилительных каскадов.

Существующие и проектируемые петаваттные лазеры разделяют на три типа по усиливающей среде: неодимовое стекло, сапфир и параметрические усилители на кристаллах KDP и DKDP (deuterated KDP,  $\text{KD}_2\text{PO}_4$ ) (см. табл. 2.3 из [30]). Во всех трех типах энергия (в виде инверсии населенности) запасается в ионах неодима в стекле. В первом случае эта энергия непосредственно преобразуется в энергию чирпированного импульса, который затем сжимается. Во втором и третьем случаях запасенная энергия преобразуется в энергию узкополосного наносекундного импульса, который после преобразования во вторую гармонику служит накачкой усилителей чирпированных импульсов. Эта накачка либо обеспечивает инверсию населенностей в кристалле сапфира, либо параметрически распадается на два чирпированных импульса в нелинейном кристалле.

В отличие от лазеров на неодимовом стекле лазеры на сапфире обеспечивают широкополосное усиление, позволяющее сжать импульс вплоть до 10–20 фс. В то же время при существующей технологии выращивания апертура кристаллов сапфира составляет не более 10 см. Столь малая апертура при попытке превысить петаваттный уровень будет приводить к ограничению энергии чирпированного импульса из-за оптического пробоя и самофокусировки.

В табл. 2.4 и на рис. 2.28 приведены характеристики строящихся или проектируемых лазерных устройств, ввод в действие которых зна-

Таблица 2.3. Концепции петаваттных лазеров

Усиливающая среда	Nd:стекло		Ti:сапфир		DKDP		Cr:YAG-керамика
Источник энергии	Nd:стекло		Nd:стекло		Nd:стекло		Nd:стекло
Накачка		(+)	$2\omega$ Nd *	(-)	$2\omega$ Nd	(-)	$1\omega$ Nd** (0)
Длительность накачки, нс		(+)	$> 10$	(0)	1	(-)	$> 10$ (0)
Апертура усиления, см	40	(0)	8	(-)	40	(0)	$> 50$ (+)
Минимальная длительность, фс	250	(-)	25	(+)	25	(+)	25 (+)
КПД ( $1\omega$ Nd $\rightarrow$ фс), %	80	(+)	15	(0)	10	(-)	25 (0)
Количество петаваатт из 1 кДж $1\omega$ Nd	3,2(3)***		6(1,5)****		4		10
Достигнутая мощность, ПВт	1,36		1,1		1,0		—

Примечание.

Символы «+», «-» и «0» указывают соответственно на характеристики выше средних, ниже средних и средние.

\* Вторая гармоника неодимового лазера.

\*\* Первая гармоника неодимового лазера.

\*\*\* Из импульса первой гармоники неодимового лазера в фемтосекундный импульс.

\*\*\*\* Стойкость дифракционных решеток и кристаллов сапфира ограничивает максимальную мощность на уровне 3,0 и 1,5 ПВт соответственно.

Таблица 2.4. Параметры лазерных установок для физики высоких плотностей энергии

Установка	Параметры	Год запуска	Комментарии
1	2	3	4
Великобритания			
VULCAN CLF, Rutherford	2,6 кДж, несколько наносекунд, 100 ТВт, 0,5–1,0 пс, $10^{21}$ Вт/см <sup>2</sup>	1999	Крупнейший в Европе центр, имеющий одновременно нано- и фемтосекундные мощные лазеры
VULCAN-PW CLF, Rutherford	1 ПВт, 0,5–1,0 пс	2002	2-пучковый, в 100–1000 раз более скорострельный лазер, в 10 раз больше интенсивность на мишени
ASTRA-GEMINI CLF, Rutherford	15 Дж, 30 фс, один выстрел в минуту, 0,5 ПВт в каждом из двух пучков	2007	Ультраинтенсивный лазер с ультракороткой длительностью и изменяемой длиной волны от инфракрасной до вакуумной ультрафиолетовой, скомбинированный с синхротроном в качестве диагностического комплекса
VULCAN-10PW CLF, Rutherford	10 ПВт, 0,5–1,0 пс, $10^{23}$ Вт/см <sup>2</sup>	2014	Ультраинтенсивный лазер с ультракороткой длительностью. Использование оптических параметрических принципов позволяет получить очень высокий контраст лазерного излучения на мишени
Orion Atomic Weapons Establishment	500 Дж, 1 нс, 3 $\omega_0$ , 10 пучков + 2 пучка 500 Дж, 500 фс, 1 ПВт, $10^{21}$ Вт/см <sup>2</sup>		

Продолжение табл. 2.4

1	2	3	4
Европейский проект			
HiPER Future European Facility	40 пучков с общей энергией 200 кДж + 24 пучка с общей энергией 70 кДж и длительностью около 10 пс для поджига мишени	2010	Рассматривается будущая возможность работы в частотном режиме
Франция			
LMJ CESTA, Bordeaux	2 МДж, 0,35 мкм, около 10 нс, 550 ТВт, 240 пучков	2010–2012	Ожидается, что энергия термоядерного синтеза достигнет 25 МДж при поглощенной лазерной энергии в 1,4 МДж
LIL CESTA, Bordeaux	около 40 кДж, 0,35 мкм, 9 нс, 8 пучков	2006	Первый пучок запущен в 2003 г.
PETAL Region Aquitaine, Bordeaux	3,5 кДж 0,5–5 пс	2007–2008	Ультраинтенсивный лазер работает в комбинации с восемью пучками лазера LIL (CESTA), являющегося прототипом LMJ
LOA Laboratoire d'Optique Appliquee	30 Дж, 30 фс, 100 ТВт, 1–10 Гц	2004	Ускорены электроны до энергий 200 МэВ, получены пучки монохроматических, коллимированных электронов с большим током

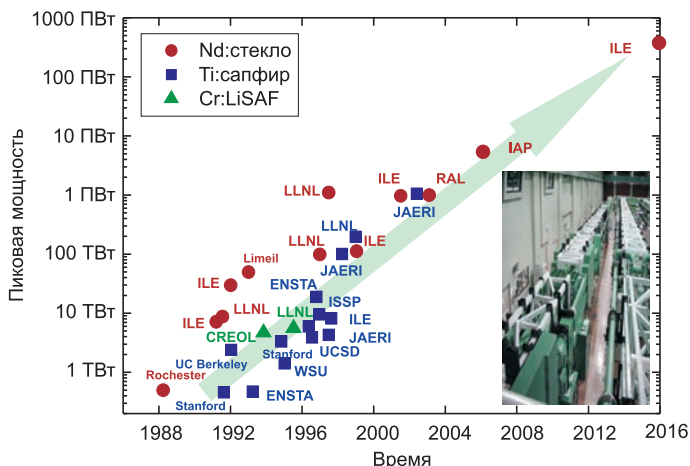
Продолжение табл. 2.4

1	2	3	4
США			
NIF LLNL, Livermore	4,2 МДж, 192 пучка, 5–25 нс, $1 \omega_0$	2010	
OMEGA LLE Rochester	30 кДж, несколько наносекунд, 60 ТВт, 60 пучков, $3 \omega_0$	1995	Получено рекордное количество ( $10^{14}$ ) нейтронов
OMEGA EP LLE Rochester	6,5 кДж, $3 \omega_0$ , четыре пучка, будут два пучка (High Energy Petawatt-HERP) с $2,6 \text{ кДж}$ , 10 пс в $1 \omega_0$	2007	Возможность проведения криогенных экспериментов
Япония			
FIREX I project Laser LFEX Institute of Laser Engineering, Osaka	3,6 кДж в пучке, 10 пс, четыре пучка, полная энергия 14,4 кДж	2007–2008	Цель: продемонстрировать, что мишень сможет разогреться до температуры 5–10 кэВ
FIREX II project Institute of Laser Engineering, Osaka	100 кДж, 1 Гц, лазер для нагрева и 100 кДж, 1 Гц, лазер для зажигания	после 2012	Ожидается, что мощность термоядерной реакции достигнет 10 МВт и энергетическое усиление составит 50. 40 % энергии будет преобразовано в электрическую. Из нее 2 МВт с эффективностью 10 % будет использовано для работы лазера



Окончание табл. 2.4

1	2	3	4
Китай			
SG-II	6 кДж в $1\omega_0$ , 1 нс, 3 кДж в $3\omega_0$ , восемь пучков. При 100 пс мощность 8 ТВт в $1\omega_0$	2005	
SG-III	3 нс, 18 кДж в $3\omega_0$ , + 1 ПВт лазер с пикосекундной длительностью и энергией 1–2 кДж + 3 нс, 4,5 кДж, лазер для рентгеновской подсветки	2007	
SG-III	3 нс, 150 кДж в $3\omega_0$ , 64 пучка	2010	
Россия			
ВНИИЭФ + ИФ РАН	1 ПВт (100 Дж, 100 фс)	2006	Достигнута интенсивность лазерного излучения на мишени $10^{22}$ Вт/см <sup>2</sup>
Искра-6 ВНИИЭФ + ИФ РАН	300 кДж, 1–3 нс, 128 пучков	Проект	

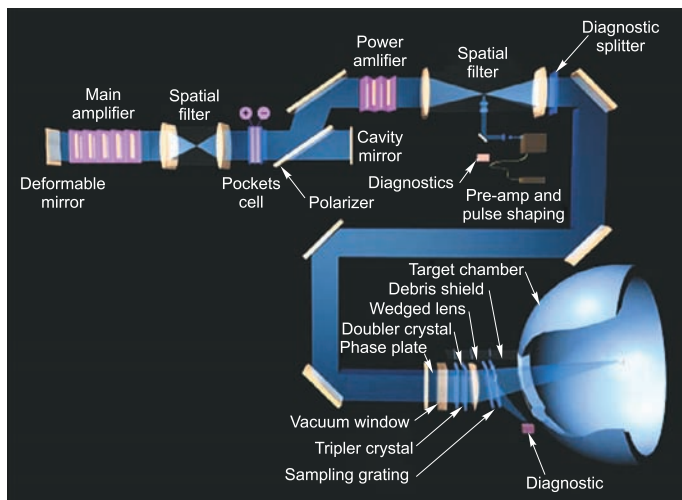


чительно расширит возможности экспериментов по физике лазерной плазмы.

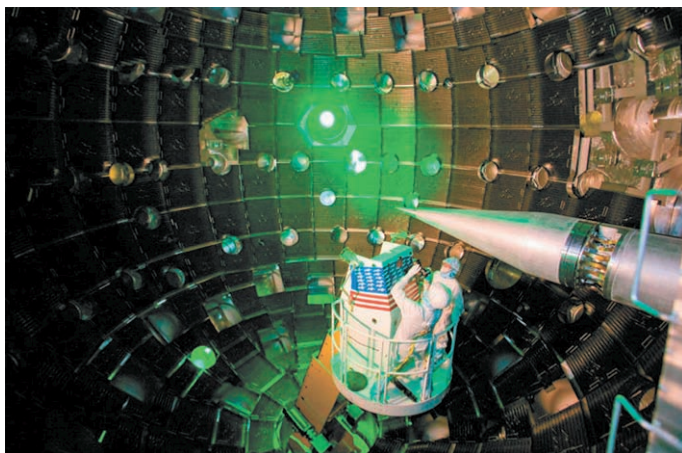
Сейчас в ведущих лабораториях мира работает около двух десятков установок с пиковой мощностью излучения более 100 ТВт и длительностью импульсов менее 1 пс [29]. Ведется строительство или модернизация еще не менее десятка установок такого же уровня. Это крупнейшие комплексы для лазерного термоядерного синтеза NIF (National Ignition Facility), США, LMJ/PETAL (Laser MegaJoule/PETa-watt Aquitaine Laser), Франция, и проект HiPER (High Power Laser Energy Research), Великобритания, в которых используются (или планируется использовать) лазерные импульсы десятков каналов излучения наносекундной длительности с суммарной мощностью в сотни тераватт. Для быстрого поджига (см. п. 2.5.2) предполагается строительство пикосекундных мультипетаваттных лазерных каналов.

Пальма первенства здесь принадлежит лазерной системе NIF, созданной в Ливерморской национальной лаборатории для осуществления управляемой термоядерной реакции в режиме инерционного удержания [5, 32]. В установке NIF 192 лазерных пучка общей мощностью 1,8 МДж при фокусировке на микромишень должны привести к ее термоядерному взрыву с коэффициентом энергетического выхода 10–30. Соответствующие эксперименты мы рассмотрим в п. 2.5.2.

Эта крупнейшая в мире лазерная установка занимает площадь 350 тыс. м<sup>2</sup>. Каждый из 192 пучков (рис. 2.29 [32]) имеет 36–38 высокоточных больших оптических элементов и сотни оптических элементов меньшего масштаба с поверхностью около 3600 м<sup>2</sup> и апертурой излучения примерно 22 м<sup>2</sup>. Для сравнения один из крупнейших в



**Рис. 2.29. Оптическая схема одного из 192 лазерных пучков**



**Рис. 2.30. Мишенная камера NIF (США):** сфера диаметром 10 м из 10 см алюминия и 40 см защиты от нейтронов. Вес камеры около 500 т: справа система ввода лазерного пучка

мире оптический телескоп-рефлектор Кеск (Гавайи) имеет оптическую поверхность примерно  $152 \text{ м}^2$ , что составляет 4 % от NIF.

Десятиметровая мишенная камера (рис. 2.30 [32]) имеет систему ввода 192 лазерных пучков и около 100 входов для диагностической аппаратуры (35 различных средств диагностики). 192 лазерных пучка фокусируются с высокой точностью на термоядерную мишень диаметром 2,5 мм (рис. 2.54, § 2.5). Каждый из этих пучков с энергией

19 кДж может работать на основной частоте 1053 нм, второй и третьей гармониках и использоваться не только для термоядерного синтеза, но и для экспериментов по физике высоких плотностей энергии.

Задающий световолоконный лазер подает излучение на систему световолоконных элементов, формирующих заданную временную и частотную форму импульса. Затем импульс разветвляется на 48 каналов, и каждый из них затем усиливается в предусилителях, после чего разбивается на 192 пучка. Каждый изображенный на рис. 2.29 пучок усиливается в четырехпроходном усилителе, управляемом высокоапертурной ячейкой Поккельса. Излучение в усилителе проходит через устройства вращения поляризации, адаптивные зеркала, систему защиты от продуктов разрушения мишени и попадает в мишенную камеру. При создании NIF были использованы самые последние достижения лазерной техники, такие как высокосоввершенные оптические стекла, высокосоввершенные кристаллы KDP и многое другое (см. [32] и содержащиеся там ссылки).

Французская система LMJ [6] будет излучать в 240 пучках энергию 1,8–2,0 МДж (в основной гармонике), обеспечивая условия для термоядерного зажигания микромишеней и позволит моделировать различные эффекты ядерного взрыва. Эти установки позволят перейти к экспериментам с ударными волнами гигабарного диапазона давлений, продвинувшись в область квазиклассического описания вещества [10], и изучать течения плазмы в условиях развитых радиационных эффектов излучения.

В РФЯЦ–ВНИИЭФ создана йодная фотодиссоционная установка «Искра-5» (рис. 2.31) [33], которая состоит из 12 лазерных каналов с



Рис. 2.31. Петаваттный лазерный комплекс во РФЯЦ–ВНИИЭФ

общей энергией излучения 30 – 40 кДж при длительности импульса накачки 0,36. Для питания ламп накачки и электроразрядных источников был создан комплекс емкостных накопителей энергии с полной запасенной энергией примерно 65 МДж.

Мишенная камера установки «Искра-5» снабжена 12 трехкомпонентными зеркально-линзовыми объективами. Основные эксперименты в 12-канальном режиме облучения проводились с выходной энергией 9–10 кДж при длительности импульса 0,3–0,4 нс. В настоящее время установка, переведенная на работу на второй гармонике, обеспечивает ввод в камеру взаимодействия энергии лазерного излучения 2,4–3,0 кДж при длительности импульса 0,5–0,6 нс. На этой установке проводились интенсивные эксперименты по лазерному управляемому термоядерному синтезу и физике высоких плотностей энергии. Следующий этап — установка «Искра-6» — должна быть в 10 раз мощней [33].

К 2014 г. в лаборатории Резерфорда-Эпплтона (Великобритания) планируется модернизировать существующую 1 ПВт ОРСПА лазерную установку Vulcan, доведя ее до мощности 10 ПВт. В качестве накачки двух последних усилителей используются два канала лазера Vulcan на неодимовом стекле с энергией импульса 600 Дж в каждом. Используется сверхширокополосный синхронизм в кристалле DKDP на длине волны чирпированного импульса около 910 нм. Особенностью этого проекта является очень длинный (3 нс) чирпированный импульс.

Недавно стартовали два крупнейших панъевропейских лазерных проекта: HiPER (High Power laser Energy Research) [34] и ELI (Extreme Light Infrastructure) [35]. Проект HiPER направлен на исследование лазерного управляемого термоядерного синтеза при относительно скромной энергии излучения, сжимающего лазерную мишень: менее 0,4 МДж во второй гармонике против 1,8 МДж в третьей гармонике на установке NIF. Такая «экономия» энергии достигается за счет использования наряду с наносекундными импульсами более коротких (порядка 1 пс) импульсов с мощностью от 150 до 2000 ПВт для поджигания термоядерной мишени (Fast Ignition). Целью проекта ELI является создание сверхмощного (50–1000 ПВт) фемтосекундного лазера для проведения уникальных научных исследований в области физики высоких плотностей энергии. В этих панъевропейских проектах, архитектура фемтосекундного лазера (параметрическое усиление чирпированных лазерных импульсов с центральной длиной волны 910 нм в кристалле DKDP) признается оптимальной для дальнейшего масштабирования.

Создаваемые во всем мире петаваттные лазеры уже в ближайшее время станут инструментом для освоения новой области знаний о физике высоких плотностей энергии — физики экстремальных световых полей. В будущем петаваттные лазеры могут быть исполь-

зованы в качестве ускорителей заряженных частиц для фундаментальных исследований, военно-технических и медицинских приложений. Из последних следует отметить создание фабрики изотопов для позитронно-эмиссионной томографии, а также компактного и дешевого источника ионов для адронной терапии.

Эти и другие потенциальные приложения, а также значительный прогресс в области петаваттных лазеров вызывают интерес коммерческих фирм к освоению петаваттного диапазона, что еще больше ускоряет развитие лазерных технологий. Все это позволяет надеяться, что через 5–10 лет петаваттные лазеры (в том числе ОРСПА-лазеры) перестанут быть экзотикой и станут доступными для многих лабораторий во всем мире.

Заключая этот параграф мы видим, что следует ожидать появления лазерных источников мультипетаваттного уровня, позволяющих достичь интенсивности излучения порядка  $10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>. Сейчас сразу в нескольких странах мира идет разработка лазерных установок с проектной пиковой мощностью 10 ПВт. Это Vulcan-10PW в Великобритании, ILE-Apollon во Франции и PEARL-10 в России. В рамках европейского мегапроекта ELI строятся три сверхмощных лазерных комплекса в Чехии, Венгрии и Румынии, на которых будут проводиться соответственно исследования фундаментальной физики в сверхсильных полях, проблемы генерации аттосекундных импульсов и фотоядерных процессов. Ожидается получение моноэнергетических электронных пучков с энергиями в несколько гигаэлектрон-вольт, ионных пучков с энергией на уровне 1 ГэВ, ультрарякого гамма-излучения с энергией фотонов порядка нескольких гигаэлектрон-вольт, ультракоротких импульсов субаттосекундной длительности, а также достижение рекордных интенсивностей излучения на уровне  $10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup> при использовании импульсов аттосекундной длительности [29].

## 2.4. Ускорители заряженных частиц

Изучение фундаментальных свойств и структуры материи и эволюция Вселенной с момента ее зарождения всегда являлось одной из центральных проблем современной физики. В этой связи генерация экстремальных состояний вещества в лабораторных условиях наряду с наблюдениями астрофизических объектов давали и продолжают давать исследователям принципиально новые экспериментальные данные относительно окружающей нас материи и формируют наши базисные мировоззренческие представления. Особое место среди исследовательских установок занимают релятивистские ускорители, такие как Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider — LHC) (см. рис. 4.1) в ЦЕРН, Релятивистский тяжелоионный коллайдер (Relativistic Heavy

Ion Collider — RHIC) (см. рис. 4.2) в Брукхейвенской национальной лаборатории (БНЛ), США, а также циклотронный комплекс в RIKEN (Япония) и отечественные ускорители ИТЭФ-ТВН и нуклотрон (ОИЯИ).

В следующих трех пунктах мы кратко рассмотрим реализуемые или готовые к реализации проекты фундаментальных устройств, на которых в ближайшем будущем ожидается заметный прорыв.

### 2.4.1. Большой адронный коллайдер

Следуя [36], наше рассмотрение мы начнем с Большого адронного коллайдера — устройства с весьма высоким значением кинетической энергии сталкивающихся частиц. Он дает экспериментаторам возможность выйти на новый — тераэлектронный уровень энергий и изучать свойства пространства на все меньших масштабах. Речь идет о проверке базисных предсказаний Стандартной модели и поиска явлений за ее рамками.

Наибольший интерес здесь представляет природа возникновения и разнообразие масс частиц и полей, строение физического вакуума, множественность типов частиц во Вселенной, единое описание фундаментальных сил, включая гравитацию, возможное существование суперсимметричных партнеров всех наблюдаемых частиц и дополнительных размерностей пространства-времени, а также ряд иных вопросов принципиального характера.

Большой адронный коллайдер работает в двух режимах. В протонном режиме пучки сталкивающихся протонов разгоняются до энергии 17 ТэВ (энергия каждого сталкивающегося пучка протонов 7 ТэВ) в системе центра масс (в системе покоя одного из протонов это эквивалентно  $10^{17}$  эВ). Во втором, тяжелоионном режиме, удельная энергия ионов составляет примерно 5,5 ТэВ/нуклон.

Для движения частиц в противоположном направлении по 2 каналам используется 1232 сверхпроводящих магнита с полем 9 Тл каждый (рис. 2.32). Действующее на каждый магнит усилие составляет примерно 100 т.

Магниты охлаждаются до очень низких температур 1,9 К и давлений  $10^{-10}$  торр. Для начального охлаждения магнитов применяется до  $1,2 \cdot 10^7$  л жидкого азота, а для последующего их функционирования — до  $7 \cdot 10^5$  л жидкого гелия. Инженерам необходимо обеспечить надежный контроль 40 тыс. соединений, чтобы предотвратить утечку через них. Кроме основных магнитов имеются более 500 квадрупольных сверхпроводящих магнитов и более 4000 корректирующих сверхпроводящих магнитов.



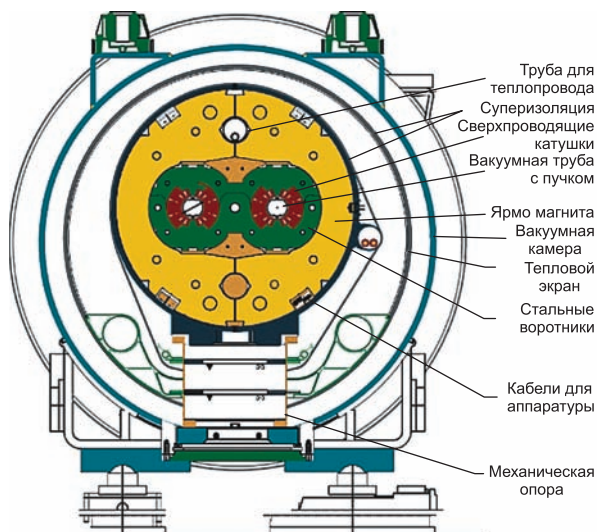


Рис. 2.32. Схема магнитной системы LHC

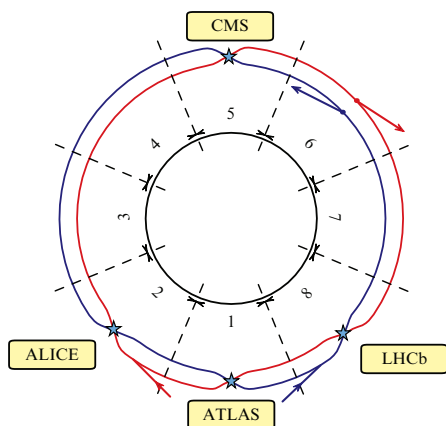
Кроме высокой энергии сталкивающихся частиц ускоритель LHC обладает высокой светимостью — до  $10^{34}$  см<sup>-2</sup>/с, что позволяет изучать редкие события с низкими сечениями. Именно эти редкие события и представляют интерес для новой физики, ради которой и построен LHC.

Для исследований процессов с большими сечениями достаточно работать в режиме с более низкой светимостью. Этого можно достичь разными способами. Например, дефокусировкой пучков, как при работе с детектором LHCb (Large Hadron Collider Beauty Experiment).

Четыре основных детектора ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus), CMS (Compact Muon Solenoid), ALICE (A Large Ion Collider Experiment) и LHCb регистрируют продукты, рождающиеся в четырех точках взаимодействия пучков. С этой целью развернуты четыре одноименные международные коллаборации, работающие с этими детекторами (рис. 2.33).

Самые масштабные детекторы, ATLAS и CMS (рис. 2.34 и 2.35), предназначены для изучения событий соударения как протонов с протонами, так и ионов с ионами. Детектор ALICE предназначен для исследования ион-ионных соударений, хотя на нем будут получены некоторые данные и для протон-протонных процессов, LHCb — для регистрации событий с рождением *b*-кварков. Помимо четырех основных детекторов имеются также субдетекторы меньших размеров, работающие в комбинации с основными детекторами: LHCf (LHC





**Рис. 2.33. Схема ускорителя LHC:** стрелки — направления движения пучков, звездочками изображены четыре точки их столкновения, в которых располагаются четыре основных детектора

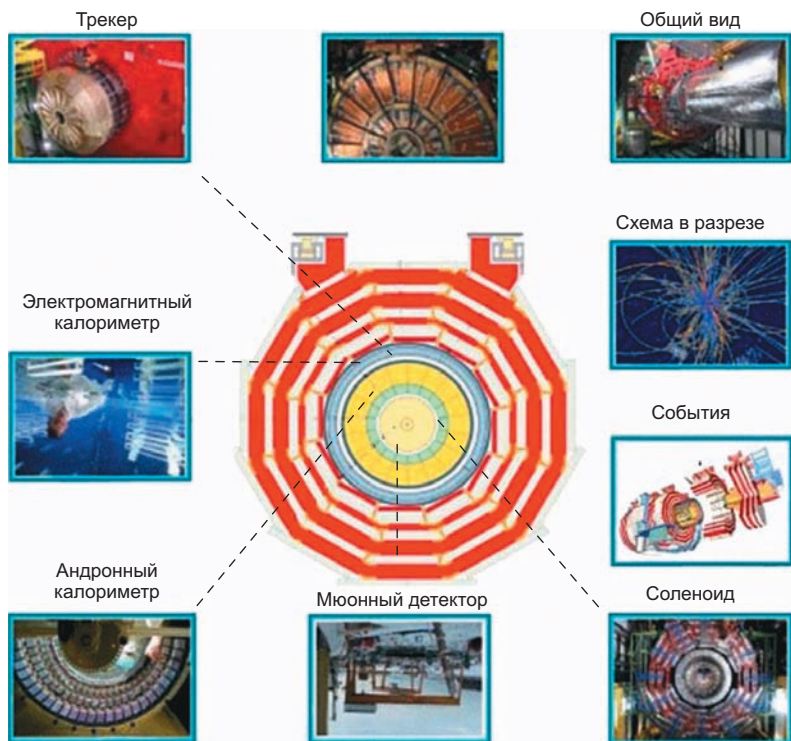


**Рис. 2.34. Детектор ATLAS:** а — изображение детектора в натуральную величину, наложенное на здание 40 в ЦЕРНе, где расположена коллаборация ATLAS и CMS; б — общий вид; в — схема в размере

forward), Totem, ZDC (Zero Degree Calorimeter), FMS (Forward muon spectrometer), Castor и FP420.

Сами по себе детекторы являются выдающимися инженерными сооружениями. Так, высота детектора ATLAS равна 25 м (что примерно равно высоте 8-этажного дома), его длина 46 м, масса 7000 т.

Такие размеры нужны, чтобы вместить все трекары и калориметры, перекрыв ими как можно большую область углов, в которой будут регистрироваться рожденные частицы.



**Рис. 2.35. Детектор CMS:** схема в разрезе и внутренняя структура с указанием трекеров и калориметров

Структура пучков имеет свои особенности. Поток протонов в кольце ускорителя состоит из сгустков («банчей»), следующих один за другим с временными интервалами 25 нс, или на расстоянии около 7,5 м один от другого. При таком следовании пучков частота их встреч в точках взаимодействия будет составлять 30–40 МГц. Большинство протонов пучка пролетят, не взаимодействуя в этих точках, и продолжат движение вдоль кольца ускорителя. Но даже в этом случае при каждой встрече пучков одновременно будет происходить около 20–40 актов взаимодействий двух протонов на очень малой длине. Триггерная система должна различать взаимодействия и, более того, отбирать те из них, которые представляют физический интерес. Поэтому триггеры должны быть быстродействующими, специализированными, подходящими для целей соответствующего детектора [36].

Магнитные поля в детекторах необходимы для искривления траекторий рождаемых заряженных частиц и достигают 2 Тл в ATLAS и 4 Тл в CMS. Кривизна траектории позволяет измерить импульс частицы и определить ее массу. Это основная информация, которую получают о

взаимодействии. Детектирование частиц основано на взаимодействиях заряженных частиц с веществом детектора. Общая «архитектура» детекторов ATLAS, CMS и ALICE имеет много общего, тогда как LHCb ориентирован на  $b$ -кварки, движущиеся преимущественно в переднем направлении.

Для проекта LHC необходимо привлекать огромные вычислительные мощности для сохранения, распределения и анализа информации, поступающей с ускорителя. Это несколько десятков петабайт в год. С этой целью развивается специальный проект Grid, объединяющий компьютерные центры во всем мире.

Основные научные задачи проекта LHC обсуждаются в работе [36].

Дальнейшие исследования в области физики высоких энергий и создание новых ускорительных установок в значительной мере зависят от того, какие результаты будут получены на LHC.

Перспективный проект, известный под названием SLHC (Super LHC), позволит увеличить статистику и расширить диапазон масс, в котором будут проводиться поиски хиггсовского бозона, суперсимметричных частиц и дополнительных размерностей.

Другим проектом является Международный линейный коллайдер (ILC), где электроны и позитроны, движущиеся по прямолинейным траекториям навстречу друг другу, будут сталкиваться с полной энергией 1 ТэВ. Суперсимметричный мир можно будет изучать с хорошей точностью при больших массах. По-видимому, возникнет потребность в еще более высоких энергиях — в несколько тераэлектрон-вольт. Тогда станет актуальным проект CLIC (Compact Linear Collider), если надо будет исследовать частицы с еще большими массами.

Эти проекты будут соревноваться с проектами, в которых предполагается удвоение энергии LHC (DLHC) или даже ее утроение (TLHC) [36].

Обсуждение и сопоставление различных возможностей выбора происходят уже сейчас. Конкретные решения можно будет принимать только после того, как станет доступна экспериментальная информация с LHC. Будущее физики высоких энергий во многом зависит от этих результатов.

### 2.4.2. Проект FAIR

Европейский исследовательский центр ионов и антипротонов (Facility for Antiproton and Ion Research, далее — FAIR) представляет собой проект нового исследовательского комплекса на базе многоцелевого ускорителя с параметрами пучков антипротонов и радиоактивных ядер, не имеющих аналогов в мире и открывающих уникальные возможности для проведения научных исследований по наиболее

актуальным направлениям современной науки и инновационных технологий [37].

Сооружаемый в г. Дармштадт, Германия, ультрасовременный ускорительный комплекс предоставит исследователям высокоэнергетичные, прецизионно настроенные пучки антипротонов и различных ионов с уникальным качеством (яркость, фазовая плотность) и интенсивностью. Отличительной особенностью создаваемого комплекса FAIR является наличие высокоинтенсивных первичных и вторичных пучков стабильных и радиоактивных ядер, а также пучков антипротонов, превышающих существующие в настоящее время в мире пучки по интенсивности в 100–10 тыс. раз.

Кроме того, эксперименты на FAIR позволят существенно продвигнуться в исследовании неизвестных областей фазовой диаграммы ядерной материи по сравнению с экспериментами на ионном коллайдере RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории США и коллайдере LHC в ЦЕРН [8]. В отличие от этих лабораторий, где основное внимание уделено исследованиям свойств ядерной материи при экстремально высоких температурах, но низких плотностях барионов, эксперименты FAIR нацелены на детальное изучение свойств материи при самых высоких значениях барионной плотности, которые могут быть достигнуты в земных условиях.

Проект FAIR является международным проектом — в нем принимают участие 15 стран мира: Австрия, Великобритания, Германия, Индия, Испания, Италия, Китай, Польша, Россия, Румыния, Словакия, Словения, Финляндия, Франция и Швеция. Страны намерены делать вклады в виде поставок высокотехнологичного оборудования и компонентов экспериментальных установок, а также в виде денежных взносов.

Полная стоимость проекта, включая сооружение, содержание и эксплуатацию на период до 2025 г., составляет около 3 млрд евро. Стоимость создания стартовой фазы ускорительного центра и его базовых исследовательских установок превышает 1,5 млрд евро.

Срок сооружения установки FAIR определен в 8 лет. Предполагается завершить его сооружение в 2018 г. При этом научные исследования на ряде подсистем ускорительного комплекса предполагается начать уже в 2017 г.

В настоящее время созданы 14 крупных международных коллабораций, которые сгруппированы в четыре тематических направления исследований:

- ядра и ядерная астрофизика — NuSTAR;
- плотная барионная материя — CBM;
- антипротонная программа — PANDA;
- физика сверхплотной плазмы, атомная физика, а также прикладные исследования по материаловедению и биологии — APPA.

Около 3000 исследователей со всего мира будут выполнять на ускорительном комплексе FAIR эксперименты, целью которых является изучение фундаментальных свойств и структуры материи и эволюции Вселенной с момента ее зарождения.

Три базовых эксперимента составляют ядро экспериментальной программы по электромагнитной плазме:

- эксперимент HINEX (Heavy Ion Heating and Expansion) — нагрев тяжелыми ионами и экспансия);
- эксперимент LAPLAS (Laboratory Planetary Science) — лабораторная планетарная физика;
- эксперимент WDM (Warm Dense Matter) — плотная «теплая» материя).

Важнейшей особенностью всех трех экспериментов по физике высокой плотности энергии в веществе на ускорителях FAIR станет уникальная возможность проведения диагностики плазмы с помощью пучков высокоэнергетичных протонов (радиография), а также одновременно использовать излучение мощного петаваттного лазера. Такой лазер способен обеспечивать плотность потока излучения на мишени  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>. Сочетание высокоинтенсивного лазерного импульса, диагностического пучка протонов и интенсивного ионного пучка открывает на FAIR новые уникальные экспериментальные возможности.

**Эксперимент HINEX.** Сформированные в импульс длительностью 50–100 нс, интенсивные пучки тяжелых ионов позволяют быстро (по сравнению с характерным временем гидродинамического движения) нагреть вещество и далее наблюдать расширение нагретого вещества в окружающую среду, т.е. создать высокий уровень энерговыделения и последовательно следить за изэнтропическим расширением. В подобном эксперименте [8] нагретый материал при расширении пройдет целый ряд новых интересных состояний: так, исходный металл с нормальной плотностью в результате нагрева достигнет состояния перегретой жидкости с разупорядоченной ионной компонентой и вырожденными электронами. При изэнтропическом расширении вещество проходит состояние квазинеидеальной больцмановской плазмы и разреженного газа. В ходе дальнейшего расширения степень вырождения уменьшается, сопровождаясь перераспределением энергетического спектра ионов и атомов, а также частичной рекомбинацией плотной плазмы. В разупорядоченной электронной системе могут происходить фазовые переходы металл–диэлектрик, а плазма в окрестностях критической точки и равновесия жидкость–испаренная фаза становится неидеальной. Когда изэнтропа входит в двухфазную область жидкость–пар, начинается конденсация газовой фазы. При более высоких уровнях энерговложения изэнтропическое расширение может сопровождаться еще более экзотическими эффектами с сильной вариацией степени

ионизации плазмы  $\alpha$  и параметра неидеальности  $\Gamma$ . Диапазон изменения термодинамических параметров вещества в одном эксперименте может изменяться весьма существенно: до шести порядков по давлению и до четырех порядков величины по плотности.

На диаграмме в координатах давление–энтропия состояния материи с высокой плотностью энергии занимают обширную область (рис. 2.36 [8]), включающую горячее сжатое ионизованное вещество, неидеальную плазму, разогретую расширяющуюся жидкость и квази-идеальную плазму.

Имеющаяся сегодня информация по свойствам металлов с использованием метода изэнтропического расширения ударно-сжатого материала в основном сосредоточена вдоль ударной адиабаты Гюгоннио и дополняется модельными оценками положения критических точек на фазовой плоскости. Поэтому обширная область фазовой диаграммы под ударной адиабатой, включая области с критическими точками металлов и область неидеальной плазмы  $\Gamma \geq 1$ , требует дальнейших исследований [13].

На рис. 2.36 выделены области фазовой диаграммы, соответствующие достижимым параметрам на тяжелоионных ускорительных установках SIS18 и SIS100. Так, действующий ускоритель SIS18 создает греющий импульс ионов урана с интенсивностью около  $10^{10}$  частиц,

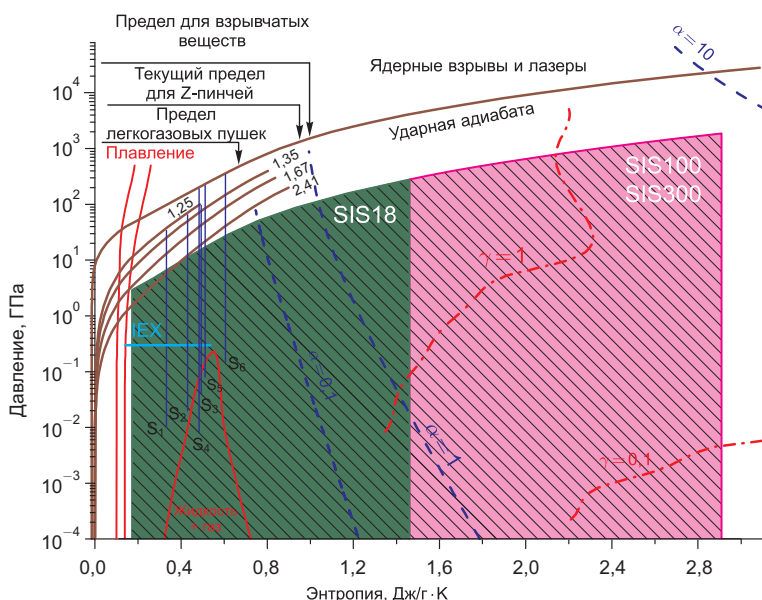


Рис. 2.36. Возможности ускорителей тяжелых ионов SIS18, SIS100, SIS300 (см. табл. 2.2) для генерации высоких плотностей энергии в свинце

длительностью примерно 100 нс и энергией ионов 300 МэВ/нуклон. При фокусировке такого импульса на мишень обеспечивается уровень энерговыделения порядка 1 кДж/г. В дальнейшем планируется увеличить интенсивность пучка, доведя уровень энерговыделения до 10 кДж/г. Запущенный в 2003 в Институте теоретической и экспериментальной физике, г. Москва, ускоритель-накопитель ИТЭФ-ТВН нацелен на получение уровня энерговыделения 10 – 20 кДж/г при концентрации на мишени импульса ионов меди или кобальта с энергией до 700 МэВ/нуклон. Новый ускоритель SIS100 в проекте FAIR будет способен достичь уровня энерговыделения более 100 кДж/г.

На рис. 2.37 изображена схема эксперимента NINEХ, в котором цилиндрическая мишень объемно нагревается интенсивным пучком тяжелых ионов [8]. Нагретое вещество (плазма) начинает изэнтропически расширяться в окружающий вакуум. Параметры расширения, необходимые для построения уравнения состояния веществ, измеряются с помощью диагностических систем, включающих рентгеновскую «подсветку» от петаваттного лазера.

Две крупные международные коллаборации (HEDgeHOB и WDM) имеют своей целью использовать свойство объемного энерговыделения интенсивным ионным пучком в веществе для генерации состояний материи, характеризующихся высоким уровнем энтропии. Мощные импульсы пучков, генерируемые ускорителями FAIR, будут способны создавать большие объемы плотной плазмы с уровнем плотности энергии, представляющим интерес для решения широкого круга задач фундаментальной физики плазмы, радиационной и магнитогидродинамики,

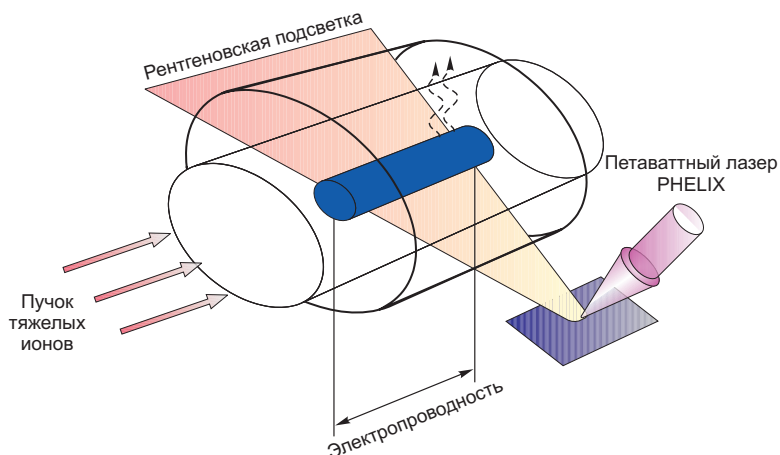


Рис. 2.37. Схема эксперимента NINEХ проекта FAIR с использованием релятивистского пучка тяжелых ионов и петаваттного лазера

радиационного материаловедения, планетарной геофизики, атомной и молекулярной физики и др.

В эксперименте **LAPLAS** реализуется режим получения высоких степеней сжатия вещества при цилиндрической имплозии на оси цилиндра. Интерес к этому явлению обусловлен возможностью генерации в лаборатории состояния материи в центральных частях гигантских планет — Юпитера и Сатурна, где вещество имеет плотность  $1\text{--}2\text{ г/см}^3$ , давление  $5\text{--}10\text{ Мбар}$ , при температуре в несколько электрон-вольт. Кроме того, эксперимент связан с разработкой проблемы УТС с инерционным удержанием на основе тяжелоионного ускорителя-драйвера [8]. Как правило, мишени представляют собой структуру из цилиндрических слоев, имеющих различную начальную плотность (рис. 2.38 [37]).

Центральную область занимает вещество, которое необходимо сжать до возможно большей конечной плотности, например водород или эквимольная смесь DT. Слой вещества, поглощающий энергию ионов (абсорбер), подвергается воздействию «трубчатого» пучка специальной формы, в сечении представляющего собой кольцо.

Особое внимание при этом уделяется созданию такой композиции параметров греющего импульса ионного пучка, геометрических размеров слоев мишени и их начальных плотностей, которая обеспечивает режим сжатия топлива на оси цилиндра близкого в адиабатическому — так называемый квазиизэнтропический режим.

Особенность эксперимента состоит в обеспечении режима генерации множества последовательных, ревеберирующих слабых ударных волн, сжимающих водород вдоль изэнтропы. Результаты гидродинамических расчетов показывают, что по мере относительно медленного адиабатического движения границы водород–свинец к оси цилиндра между этой границей и осью возникает серия отраженных слабых ударных волн, которые создают состояние вещества, отвечающее условиям металлизации водорода. В соответствии с уравнением состояния из

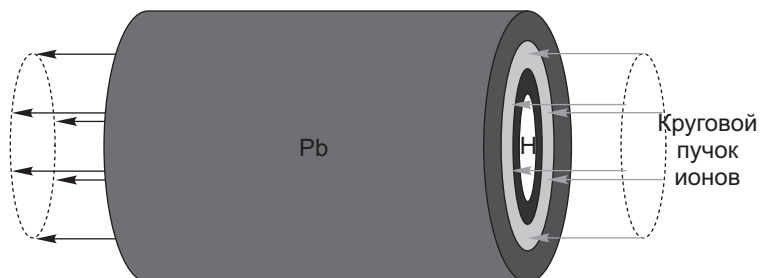


Рис. 2.38. Структура многослойная цилиндрической мишени для эксперимента **LAPLAS**



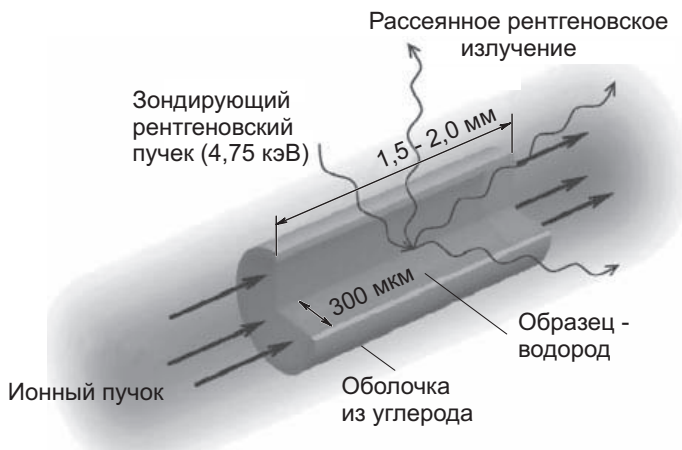
таблицы SESAME — это давление 3 Мбар, плотность около  $1 \text{ г/см}^3$  и температура не менее 0,1 эВ. Такие параметры остаются неизменными в течение 160–200 нс, что вполне достаточно для проведения экспериментальных измерений проводимости водорода в экстремальных условиях. Выполненные недавно эксперименты по квазиadiaбатическому сжатию водорода [8, 23] свидетельствуют о том, что металлизация давлением наступает уже при давлениях около 1 Мбар и плотности примерно  $0,6 \text{ г/см}^3$ .

Целью **эксперимента WDM** является реализация квазиизохорического режима нагрева материи и достижения экстремального состояния плазмы при сильном межчастичном взаимодействии при больших значениях параметра неидеальности  $\Gamma \geq 1$  [23].

В работе [38] представлено физическое обоснование готовящегося эксперимента на пучках ионов ускорителя SIS100, создаваемого в рамках международного проекта FAIR. Эксперимент нацелен на изучение состояния твердого водорода при уровне энерговложения  $130 \text{ кДж/г}$ , что обеспечивается пучком ионов урана  $200 \text{ МэВ/нуклон}$  с интенсивностью  $8 \cdot 10^{10}$  при его фокусировке в пятно радиусом  $r_b = 350 \text{ мкм}$ . В соответствии с уравнением состояния из таблиц SESAME это соответствует температуре 0,6 эВ — режиму «плотной теплой материи», когда вся энергия пучка преобразуется во внутреннюю энергию вещества.

В случае объемного энерговыделения ионного пучка, характерного для ионов с энергией  $E \geq 10 \text{ МэВ/нуклон}$ , значение удельного энерговложения  $E_s$  является определяющей характеристикой, которая может быть измерена экспериментально с хорошей точностью. И, если плотность  $\rho_0$  вещества нагреваемого образца остается неизменной в процессе нагрева, термодинамические параметры вещества после облучения определяются величинами  $\rho_0$  и  $E_s$ . Таким образом, любые измеряемые физические величины являются функциями такого хорошо определенного термодинамического состояния.

Выбор материала мишени продиктован возможностями диагностического метода, основанного на регистрации спектрального и углового распределения рентгеновских квантов, рассеянных веществом нагреваемого образца — метод рентгеновского томсоновского рассеяния. Такую рентгеновскую подсветку с временным разрешением способен обеспечить петаваттный лазер PHYLIX, создаваемый в GSI, Дармштадт. Тем не менее, при энергии рентгеновских квантов в диапазоне 1 – 3 кэВ, выбор материалов конструкции мишени ограничивается элементами с малым  $Z$ . Для проведения диагностики состояния вещества и интерпретации данных предпочтительно иметь однородное распределение плотности по объему образца. Наиболее простая мишень для выполнения квазиизохорического эксперимента представляет собой



**Рис. 2.39.** Схема эксперимента WDM по квазиизохорическому нагреву водорода

цилиндр из замороженного водорода радиусом  $R_h \geq r_b$  (рис. 2.39 [38]). В случае прямоугольного распределения интенсивности по сечению пучка плотность остается постоянной на оси цилиндра, пока ее не достигнет волна разгрузки. Однако для реального пучка с гауссовским распределением интенсивности по сечению, когда вторая производная давления по радиусу не равна нулю, плотность начинает спадать уже до прихода волны разгрузки на ось мишени.

Подобный эффект гидродинамической разгрузки нагретой области мишени может компенсироваться за счет использования инертной оболочки (тампера), ограничивающего замороженный водород. Для обеспечения требуемого «удержания» нагретого вещества прозрачным для рентгеновских квантов материалом с малым  $Z$  тампер также нагревается периферийной частью ионного пучка. При этом нагретый слой тампера создает удерживающее противодавление для основного вещества материала мишени. Очевидно, что выгодно использовать в качестве тампера материал с большой энергией сублимации для временной задержки начала процесса гидродинамического разлета самого тампера.

Численное моделирование с помощью двумерного гидродинамического кода BIG-2 показало, что плотность тампера должна быть меньше, чем у графита. Поэтому был выбран материал пластик с плотностью  $1,5 \text{ г/см}^3$  при нормальных условиях. Поведение плотности слоев мишени во времени показано на рис. 2.40 [37]. Первоначально из-за гауссовского профиля ионного пучка плотность водорода начинает падать. Давление в веществе тампера превышает давление водорода, поэтому тампер начинает двигаться внутрь и запускает слабую ударную волну. Позднее, когда плотность тампера падает, давление выравнивается и граница водород–тампер останавливается. Позднее, с ро-

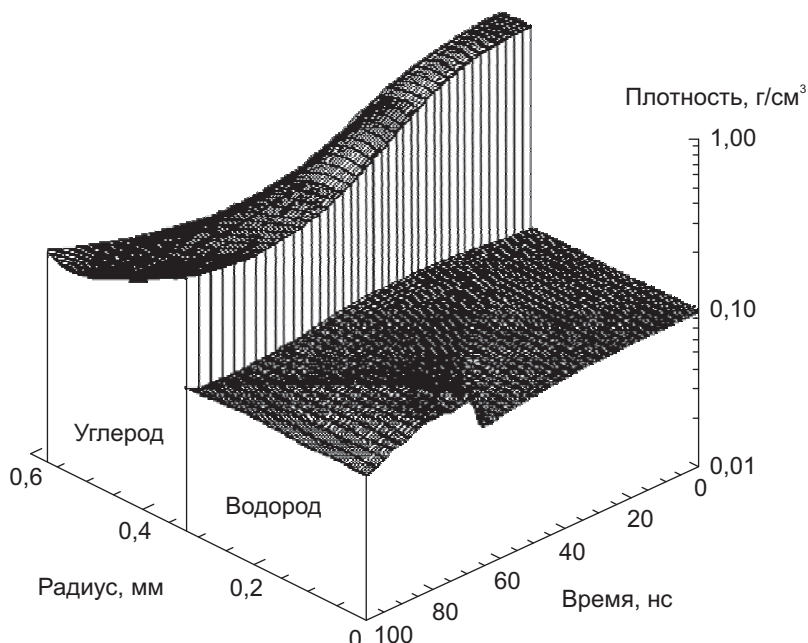


Рис. 2.40. Зависимость плотности слоев мишени от времени

стом давления водорода граница возвращается в начальное состояние. К концу длительности ионного пучка, как показывают вычисления, достигается практически однородная плотность по радиусу мишени.

Расчеты показывают, что ионный пучок при заданном наборе исходных параметров способен обеспечить квазиизохорический режим нагрева водорода с плотностью твердого тела при температуре 5000 °С — т.е. в течение 100 нс обеспечить динамический конфайнмент.

**Радиационное материаловедение и биофизика (БИОМАТ).** Пучки тяжелых ионов ускорительного комплекса FAIR с энергиями 10 ГэВ/нуклон и более представляют большой интерес для изучения радиационного воздействия галактических и солнечных частиц как на живые биологические объекты, так и на различные материалы. Области практических применений охватывают радиационное материаловедение, радиационную стойкость элементной базы микроэлектроники, ядерную медицину, имитацию воздействия космического излучения тяжелых заряженных частиц на живые клетки и материалы. При этом особую роль при постановке и проведении экспериментов играет свойство быстрых ионов проникать на контролируемую глубину в объеме образцов.

Тяжелые ионы от SIS100 будут использоваться в многоцелевой установке BIOMAT, оборудованной системой растрового сканирования, которая будет обеспечивать превосходное качество пучка при равномерном облучении большой площади поля в широком диапазоне флюенса частиц с различной атомной массой. Для перемещения образцов в процессе эксперимента будет использоваться специальный робот (рис. 2.41 [37]).

Для биофизических и материаловедческих исследований потребуется широкий набор ионных пучков — от протонов до урана. Максимальные требуемые интенсивности пучков при энергии 10 ГэВ/нуклон в диапазоне масс ионов от протона ( $5 \cdot 10^{10}$  1/см<sup>2</sup>) до железа ( $1 \cdot 10^8$  1/см<sup>2</sup>) соответствуют дозе 10 Гр, однородно поглощенной за 1 мин мишенью площадью 100 см<sup>2</sup>. При такой мощности дозы достигается приемлемое время облучения, что очень важно для облучения чувствительных биологических образцов (т.е. клеточных культур), которые должны находиться в питательной среде. Максимальные интенсивности пучков более тяжелых ионов от криптона до урана ( $1 \cdot 10^8$  1/см<sup>2</sup>)) определяются требуемыми для материаловедческих исследований потоками в комбинации с разумным временем экспозиции.

Тяжелые ионы выделяют энергию в течение короткого промежутка времени в малом объеме, обеспечивая пороговое изменение структуры твердого вещества, находившегося в подпороговом состоянии за счет предварительного сжатия. Кроме того, ионный пучок вызывает генерацию акустических волн в образце, которые также влияют на процессы



Рис. 2.41. Роботизированная система для автоматического позиционирования биологических образцов

фазовых переходов. Таким образом, комбинация высокого давления и быстрого энерговыделения ионного пучка в локальной области откроет новые возможности в генерации фазовых превращений, невозможных при приложении только одного давления. Для проведения исследований предполагается применить ряд перспективных диагностических методов, включая дифракцию рентгеновских квантов и нейтронов, оптическую рамановскую спектроскопию, а также резонансные измерения спина мюонов.

В заключение следует отметить, что исследования будут проводиться на уникальном исследовательском комплексе, не имеющем аналогов в мире. Отличительной особенностью комплекса FAIR является наличие высокоинтенсивных первичных и вторичных пучков стабильных и радиоактивных ядер, а также пучков антипротонов, превышающих существующие в настоящее время пучки в 100–10 тыс. раз и открывающих уникальные возможности для проведения научных исследований по наиболее актуальным направлениям современной науки и технологий уже в стартовой версии проекта. Будет обеспечено также высокое качество пучков за счет возможности их накопления, охлаждения и сжатия. Предложенная схема ускорительного комплекса имеет принципиальную возможность оптимизации параллельной самосогласованной работы комплекса. В целом, комплекс будет работать для различных экспериментов так, как если бы он был предназначен для каждого эксперимента в отдельности.

### **2.4.3. Тяжелоионные эксперименты в проекте NICA**

Первым ускорителем, позволившим получать пучки ядер высоких энергий, был синхрофазотрон Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), г. Дубна, который сегодня уступил место нуклотрону, принадлежащему к новому поколению ускорителей на сверхпроводящих магнитах. За время, прошедшее после экспериментов по ускорению релятивистских дейтронов на синхрофазотроне и изучению образования кумулятивных частиц в реакциях с участием ядер, положивших начало новому направлению, получившему название релятивистской ядерной физики [39] сменилось несколько поколений ускорителей ультрарелятивистских тяжелых ионов, и энергетический масштаб варьировался в лабораторном эквиваленте от нескольких гигаэлектрон-вольт на нуклон до нескольких десятков тераэлектрон-вольт на нуклон.

При проведении экспериментов с тяжелыми ионами на протяжении всего времени наметилась тенденция к неуклонному увеличению энергии действующих ускорителей. В погоне за высокой энергией создавались все более и более мощные и дорогие установки. Совсем

недавно наметилась противоположная тенденция — понижения энергии ускорителей с целью получения свидетельств существования новых состояний ядерной материи и изучения соответствующих фазовых превращений и критических явлений. В этом случае осуществляется более полная термализация вещества при релятивистских ядерных столкновениях и как следствие более рельефное проявление в эксперименте новых форм ядерной материи. В настоящее время представляется, что для этого нужны сравнительно невысокие энергии ускоряемых ионов в диапазоне всего 8–40 ГэВ на нуклон в лабораторной системе координат.

Согласно имеющимся теоретическим представлениям ядерная материя может претерпевать серию фазовых переходов первого рода с увеличением температуры и/или плотности барионного заряда, одним из которых является фазовый переход первого рода восстановления специальной симметрии ядерных взаимодействий — киральной симметрии, которая сильно нарушена при низких температурах и/или плотностях барионного заряда и восстанавливается при высоких. Как следствие, предсказывается существование соответствующей этому переходу смешанной фазы — фазы существования материи с нарушенной и ненарушенной киральной симметрией. Как мы видели выше, еще одним предсказываемым фазовым переходом первого рода является так называемый переход деконфаймента ядерной материи в состояние гипотетической кварк-глюонной плазмы.

Понижение энергий в экспериментах с тяжелыми ионами представляет собой, в некотором смысле, «возвращение к истокам», так как практически идет возврат к уже пройденным ранее значениям энергий. Однако целесообразность этого вполне очевидна: тем самым появляется уникальная возможность воспользоваться самыми передовыми детекторами, современными представлениями и моделями, которые отсутствовали на момент проведения прежних экспериментов при тех же энергиях, чтобы уточнить сложившиеся взгляды, возможно, пересмотреть старые заблуждения, а также дополнить имеющиеся экспериментальные данные новыми, которые необходимы с точки зрения современных представлений.

Коллайдерный проект NICA (рис. 2.42, 2.43) (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), осуществляемый с 2007 г. ОИЯИ в тесном сотрудничестве с институтами РАН, Росатома, Миннауки и рядом других организаций, направлен на изучение релятивистских тяжелоионных столкновений при энергиях в  $\sqrt{S_{NN}} \approx 4 \div 11$  ГэВ в системе центра масс или 8–60 АГэВ в лабораторной системе. Этот амбициозный проект предусматривает исследование свойств нагретой и сильносжатой ядерной материи, образующейся в соударениях тяжелых ионов при максимально достижимых в лабораторных условиях плотностях барионного



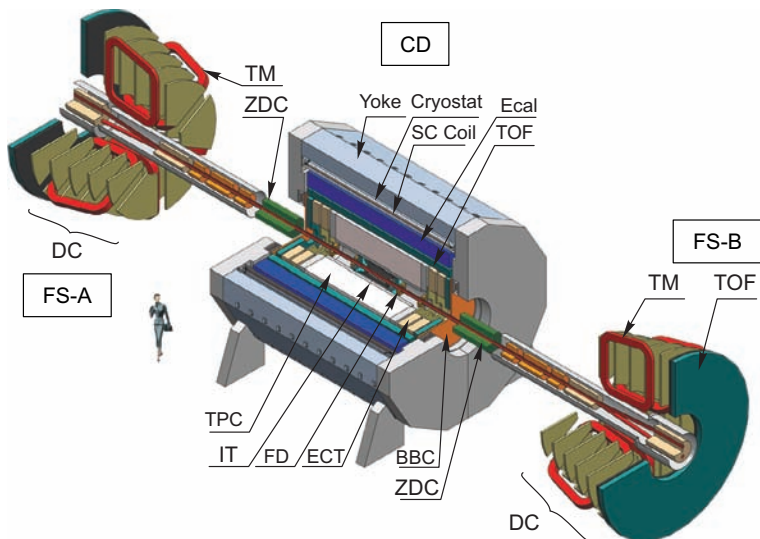
**Рис. 2.42.** Расположение коллайдера NICA на территории ускорительного комплекса JINR [40].

заряда, поиск фазовых переходов, новых состояний ядерной материи и новых проявлений формирования смешанной кварк-адронной фазы. При столкновении  $\text{Au}^{79+} + \text{Au}^{79+}$  при энергии  $\sqrt{S_{\text{NN}}} \approx 10$  ГэВ средняя светимость  $L \approx 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ , а для протон-протонных столкновений составит  $\sqrt{S_{\text{NN}}} \approx 20$  ГэВ и  $L \approx 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ . В настоящее время четыре ускорительных центра мира: ЦЕРН (SPS), БНЛ (RHIC), GSI (FAIR) и ОИЯИ (NICA) — планируют экспериментальные программы в этом энергетическом диапазоне, взаимодополняя друг друга, так как любые экспериментальные результаты нуждаются в подтверждении.

Научная задача проекта — изучение свойств сильносжатого барионного вещества в районе наибольшей плотности, доступной для ускорительной техники (см. рис. 4.11, 2.44) с целью открытия и изучения новых состояний ядерного вещества и новых фаз типа кварк-глюонной плазмы.

В проекте NICA будут также изучаться электрон-ядерные столкновения с целью изучения электромагнитного формфактора ядер и нуклонов при больших импульсах. Это направление включает изучение пространственного распределения зарядов, намагниченность нуклонов и ядер, а также распределение партонов, вызванное валентными кварками. Возможно, что такого рода измерения дадут информацию о цветовой прозрачности барионного вещества, что важно для понимания свойств кварк-глюонной плазмы и предсказаний квантовой хромодинамики при нулевой температуре.





**Рис. 2.43.** Схематическое изображение многоцелевого детектора MPD (центральный детектор — CD, два передних спектрометра FS-A и FS-B): SM — сверхпроводящий соленоид; IT — внутренний детектор (трекер); TPC — время-проекционная дрейфовая камера; TOF — времяпролетные счетчики; Ecal — электромагнитный калориметр; ECT — торцевой трекер; ZDC — калориметры, установленные под нулевым углом; TM — тороидальные магниты; DC — дрейфовые камеры

Хотя диапазон энергий NICA много ниже, чем у RHIC и LHC, этот проект позволит реализовать более высокие плотности барионного вещества как раз там, где ожидаются фазовые переходы к кварк-глюонной плазме и киральным структурам.

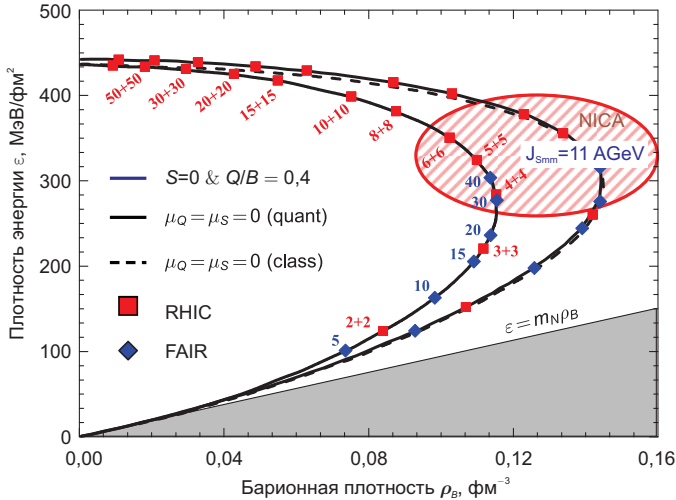
Ясно, что проект NICA сможет дать сведения о роли неравновесных и размерных эффектов и при релятивистских столкновениях.

Будут изучены также механизмы многочастичных генераций, в которых адроны ядра переходят в конечные частицы. При высоких энергиях (более 15 ГэВ) это явление хорошо описывается на основе моделей кварков и глюонов. В тоже время при пониженных энергиях такие переходы изучены недостаточно и, возможно, потребуют привлечения новых степеней свободы.

Важной частью проекта NICA является физика мультипликативных явлений, описываемая методами квантовой хромодинамики при высокой плотности в непертурбативном режиме [40].

Кумулятивные процессы, кинематически запрещенные для свободных нуклонов, могут дать интересную информацию о коллективных свойствах среды и о близких корреляциях кварков и глюонов в горячей и холодной КГП.





**Рис. 2.44. Вымораживание (прекращение взаимодействия между частицами в системе), оцененное для различных энергий столкновения [40].** Плотность барионов при вымораживании достигает максимума при энергии столкновения  $\sqrt{s_{NN}} = 4 + 4$  эВ. Для RHIC обозначены значения энергии в лабораторной системе отсчета, для FAIR — в центре масс системы

Авторы проекта NICA надеются, что им удастся получить новые сведения о свойствах вакуума и адронов. Дело в том, что топологические решения квантовой хромодинамики, вызванные неабелевой природой этой теории, могут приводить к топологическим флуктуациям в околочритической области и, как следствие, — к возникновению пространственно-временных областей с нарушенной P- или CP-инвариантностью.

## 2.5. Технические приложения

### 2.5.1. Управляемый термоядерный синтез с магнитным удержанием

История управляемого термоядерного синтеза ярка и драматична — она полна надежд и разочарований, ярких прорывов и неудач. На конференции 1961 г. в Зальцбурге М.Н. Розенблют (США) в итоговом докладе о достижениях в теории плазмы сказал: «Хотя, к сожалению, верно, что теоретики не могут объяснить экспериментаторам, как именно следует строить термоядерную машину, но также верно и то, что мы в течение многих лет старательно пытались найти фундаментальную причину, почему плазменный термоядерный реактор не может быть

построен, и не нашли такой причины». Далее он добавил: «...я верю, что шанс для человечества решить проблему управляемого термоядерного синтеза примерно за двадцать лет очень велик, если только оно не потерпит поражение в более трудной борьбе с неуправляемым синтезом».

Сейчас, спустя 60 лет после начала исследований по управляемому термоядерному синтезу, мы можем заключить [41], что сложность проблемы сильно недооценивалась на начальном этапе работ, особенно если учесть, что конечная цель, а именно демонстрация производства электроэнергии на термоядерной электростанции, отстоит от сегодняшнего момента на несколько десятилетий.

Для практической реализации управляемого термоядерного синтеза с магнитным удержанием рассматриваются два метода термоизоляции горячей плазмы — магнитный и индукционный. В первом, получившем сегодня приоритетное развитие, плазма с термоядерными параметрами: температурой 100 млн градусов и плотностью  $10^{19} - 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , удерживается магнитными полями с напряженностью 4–8 Тл в постоянном или квазипостоянном режиме. Это направление получило название магнитного удержания. Его лидером является тороидальная установка токамак, впервые развитая в ИАЭ им. Курчатова в 50–60-е годы прошлого столетия и положенная в основу Международного проекта экспериментального токамака ИТЭР, сооружаемого кооперацией семи стран во Франции. Проект был создан с учетом громадной базы экспериментальных данных и результатов вычислений по модельным кодам, учитывающим основные процессы в токамаке.

С работами по нагреву и магнитному удержанию плазмы можно ознакомиться в обзоре [41]. Здесь отметим только несколько результатов. Наиболее впечатляющим событием явилось получение значительной термоядерной мощности в экспериментах с дейтерий-тритиевой плазмой на токамаках TFTR (11 МВт, 1994 г.) и JET (16 МВт, 1997 г.) (рис. 2.45). Максимальная величина  $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{aux}}$ , достигнутая на установке JET, составила около 0,65. Эти результаты были зарегистрированы в режимах с горячими ионами,  $T_i \gg T_e$ , которые не типичны для реактора. В реакторно-подобном Н-режиме на установке JET с  $T_i \approx T_e$  в длительном импульсе (около 5 с) получена термоядерная мощность  $P_{\text{fus}} = 3 \div 5$  МВт. Аналогичные результаты получены на установке JT-60U в дейтериевых разрядах: рассчитанная для DT-плазмы эквивалентная величина  $Q_{\text{eqv}}$  достигала примерно 1,25 в коротком импульсе при  $T_i \gg T_e$  и около 0,5 в квазистационарном режиме.

На рис. 2.46 показана максимальная термоядерная мощность, измеренная в DT-разрядах, или эквивалентная мощность, рассчитанная по параметрам DD-плазмы в различных токамаках,  $P_{\text{fus}}^{\text{max}}$  как функция

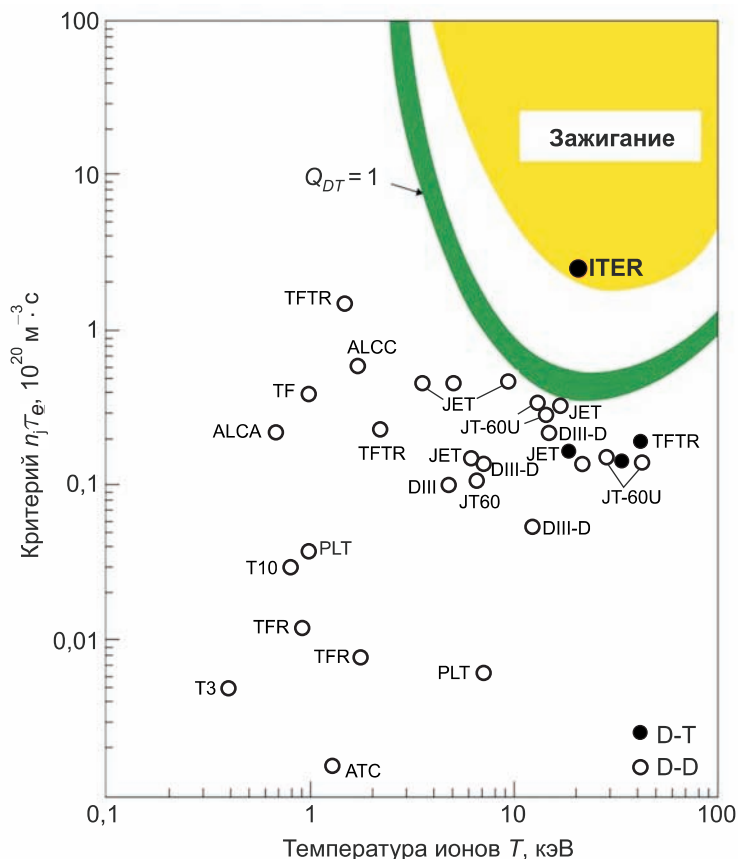
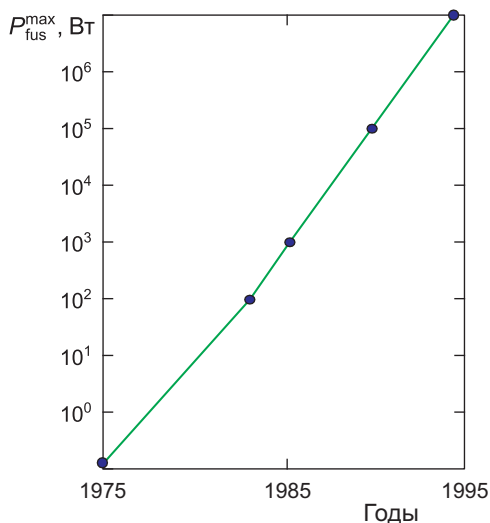
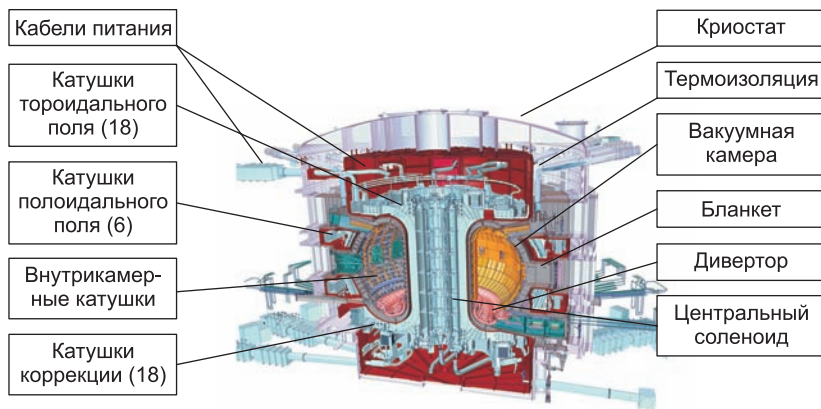


Рис. 2.45. Параметры термоядерных установок с магнитным удержанием плазмы

времени в интервале с 1975 по 1995 г. Видно, что за 20 лет  $P_{\text{fus}}^{\text{max}}$  увеличилась в  $10^8$  раз. Это было достигнуто благодаря сооружению новых, более крупных установок и их оснащению более мощным дополнительным нагревом. После получения рекордно высоких по мощности импульсов на установках JET и JT-60U дальнейшего возрастания  $P_{\text{fus}}^{\text{max}}$  не произошло. Новые сверхпроводящие установки, сооруженные в течение последнего десятилетия, которые имеют меньшие размеры по сравнению с размерами JET и JT-60U, ориентированы не на достижение высоких значений  $P_{\text{fus}}^{\text{max}}$ , а на получение и исследование стационарных разрядов. Дальнейшее повышение величины  $P_{\text{fus}}^{\text{max}}$  (в 30 — 50 раз по сравнению с достигнутой в JET и TFTR) должно произойти после выхода ИТЭР на проектные параметры, т.е. около 2027 г.

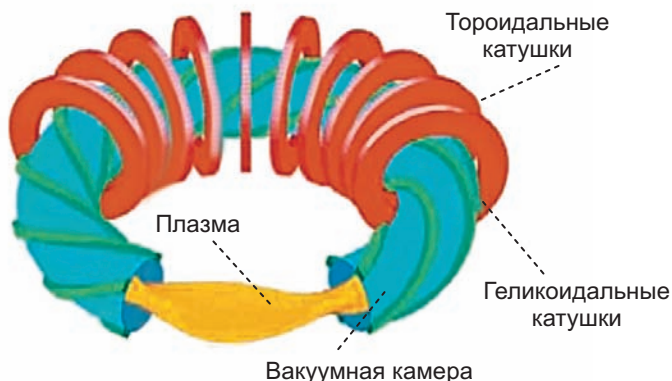


**Рис. 2.46.** Динамика роста мощности термоядерного синтеза, произведенного в различных экспериментальных установках на протяжении 20 лет (1975-1995 гг.)



**Рис. 2.47.** Экспериментальный термоядерный реактор ИТЭР

Проект ИТЭР (рис. 2.47) рассчитан на получение DT-плазмы с  $P_{fus} = 400 \div 500$  МВт и  $Q \geq 10$  в индукционном режиме с длительностью импульса около 500 с. Должна быть также исследована возможность достижения «контролируемого горения» DT-плазмы, т. е. режимов с  $Q > 30$ . Предполагается, что ИТЭР будет последней физической установкой, на которой удастся продемонстрировать режимы удержания плазмы токамака при интенсивной реакции синтеза (термоядерное горение плазмы). Ожидается, что появление значительной популяции альфа-частиц в плазме токамака приведет из-за неравновесности



**Рис. 2.48. Принципиальная схема стелларатора**

функции распределения ионов к раскатке новых неустойчивостей, так называемых альфвеновских мод. Потребуется изучить влияние этих неустойчивостей, в частности, на удержание плазмы и альфа-частиц. Повышенная потеря альфа частиц, нагревающих плазму, не позволит уменьшить мощность источников дополнительного нагрева в стационарном режиме работы реактора. Существующие теории не предсказывают катастрофического влияния альфвеновских мод на устойчивость плазмы и на потери альфа частиц. Но требуется экспериментальное подтверждение. Таким образом, главная физическая задача ИТЭР — изучение физики горячей термоядерной плазмы в токамаке-реакторе.

Другая миссия ИТЭР заключается в демонстрации работоспособности важнейших технологий термоядерного реактора на основе токамака: управления режимами, дополнительным нагревом и подавлением неустойчивостей, обращения с тритием, работоспособности сверхпроводящей магнитной системы.

Помимо токамака в лабораториях мира исследуются и другие установки с магнитным удержанием. Наиболее значительной является стелларатор (рис. 2.48), имеющий ряд преимуществ по сравнению с токамаком. Основное достоинство стелларатора состоит в том, что вращательное преобразование силовых линий магнитного поля достигается выбором катушек магнитного поля со сложной трехмерной геометрией. Поэтому для удержания плазмы в стеллараторе не нужно возбуждать ток, а следовательно, нет магнитогидродинамических неустойчивостей, связанных с протеканием тока. Стелларатор свободен от наиболее опасной неустойчивости токамака — неустойчивости срыва. Физические и технические характеристики стелларатора пока менее проработаны по сравнению с токамаками, а конструкция его магнитной системы очень сложна и мало приспособлена для разме-

щения blankets, предназначенного для восприятия потока нейтронов. Дивертор стелларатора для приема альфа-частиц и примесей из плазмы принципиально отличается от дивертора токамака и выглядит технически более сложным. Большие трудности возникают и с размещением термоизоляции криогенной сверхпроводящей магнитной системы от нейтронного потока. Как следствие, в концептуальных проектах стелларатора-реактора камера имеет большой радиус, — порядка 15 м, а выходная электрическая мощность составляет несколько гигаватт, что слишком много для промышленной электростанции.

## 2.5.2. Лазерный термоядерный синтез с инерционным удержанием

**Прямое инициирование.** Управляемый термоядерный синтез с инерционным удержанием основан на возможности получения положительного термоядерного энерговыделения в форме микровзрывов, иницируемых лазерным, рентгеновским или тяжелоионным излучением с энергией в несколько мегаджоулей и длительностью около 1 нс. Это направление является наиболее значимой прагматической мотивацией работ по физике высоких плотностей энергии [4, 7, 11]. Для этой цели уже запущена в эксплуатацию крупнейшая в мире лазерная установка NIF, энергия импульса которой в марте 2012 г. достигла 1,8 МДж (Ливермор, США) и продолжается строительство другой мегаджоульной лазерной установки LMJ (Бордо, Франция) [6], исследуются различные новые схемы сильноточных Z-пинчей, в рамках проекта FAIR [37] планируется ввод ускорителя релятивистских тяжелых ионов нового поколения, которые (так же, как и в термоядерной программе) будут использованы для моделирования физических процессов в термоядерном оружии и изучения ядерной физики.

Зависимость скорости термоядерных реакций от температуры (рис. 2.49) делает наиболее предпочтительной реакцию синтеза дейтерия с тритием, для эффективного протекания которой необходима температура 2–10 кэВ. Для скорости разлета термоядерной плазмы  $10^8$  см/с это приводит к характерному времени порядка  $10^{-9}$  с в случае сферической мишени диаметром около  $10^{-1}$  см. Условие энергобаланса для такой термоядерной реакции (критерий Лоусона [4]) имеет вид

$$n\tau \approx \rho r / 4c_s m_i \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ с/см}^3,$$

что соответствует  $\rho r \approx 0,1 \div 3 \text{ г/см}^2$  и требует сжатия термоядерного топлива до плотности в сотни грамм на кубический сантиметр. При температуре 10 кэВ это соответствует гигантским давлениям порядка 100–200 Гбар. Так, для термоядерного энерговыделения эк-

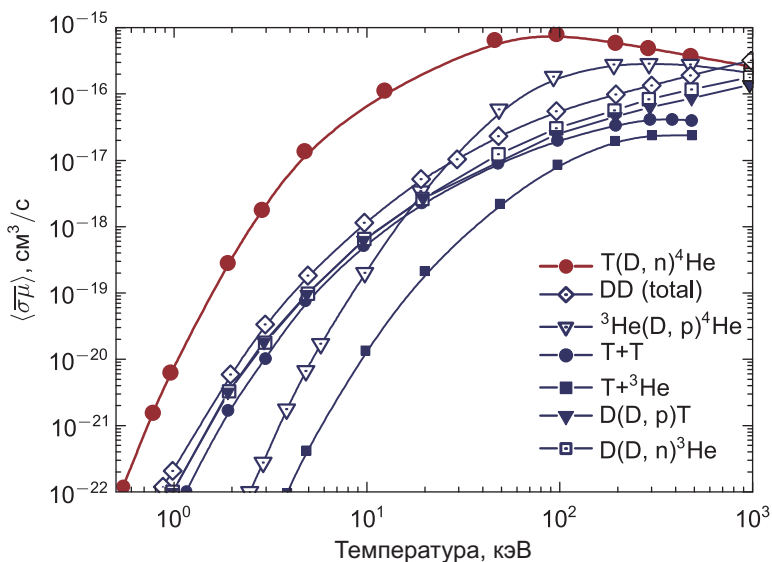
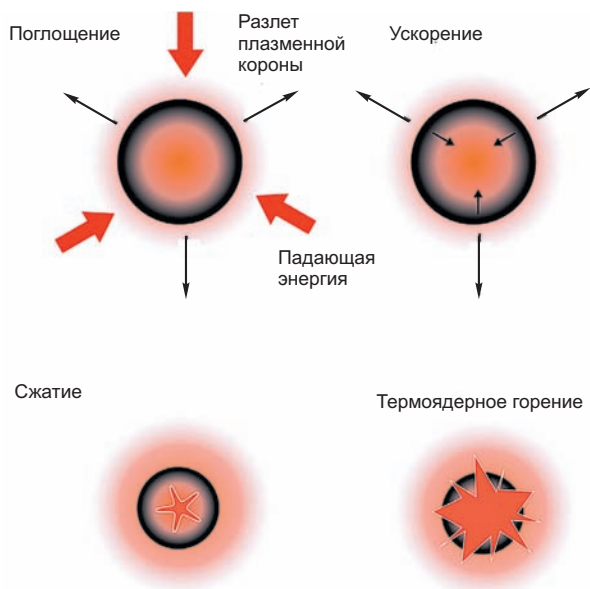


Рис. 2.49. Зависимости скорости термоядерных реакций от температуры [4]

вивалентного 0,1 т тринитротолуола, или 500 МДж, требуется 3 мг дейтерий-тритиевого топлива, что соответствует микромишени диаметром примерно 300 мкм. В результате лазерного облучения плотность топлива в центре мишени достигает  $90 \text{ г/см}^3$  при энергии сжатия 30 кДж и давлении 13,5 Гбар, что может быть обеспечено при скорости имплозии  $1,4 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ . В зависимости от конкретных конструкций мишеней и выбранных драйверов эти параметры могут заметно меняться.

Характерная схема работы упрощенной термоядерной мишени представлена на рис. 2.50 [4]. Под действием потока направленной энергии от «драйвера» происходит нагрев плазменной короны и ее движение навстречу падающему излучению. Возникающий при этом импульс отдачи формирует при этом в мишени волны сжатия, которые фокусируются в центре мишени. В момент максимального сжатия в центре мишени начинается термоядерное горение, которое в виде волны распространяется из центра мишени к периферии. Распределение параметров в такой мишени приведено на рис. 2.51 [4]. Такая схема управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием носит название схемы «прямого действия», так как сжатие и разогрев мишени происходят под действием абляционного давления плазмы ( $p \approx 100 \text{ Мбар}$ ,  $T \approx 10^6 \text{ К}$ , рис. 2.52), создаваемого на внешней поверхности сфокусированным на нее лазерным излучением. В настоящее время предложено значительное количество конструкций термоядерных мишеней «прямого дей-



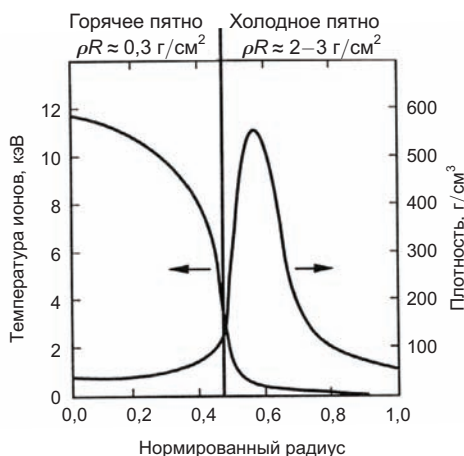
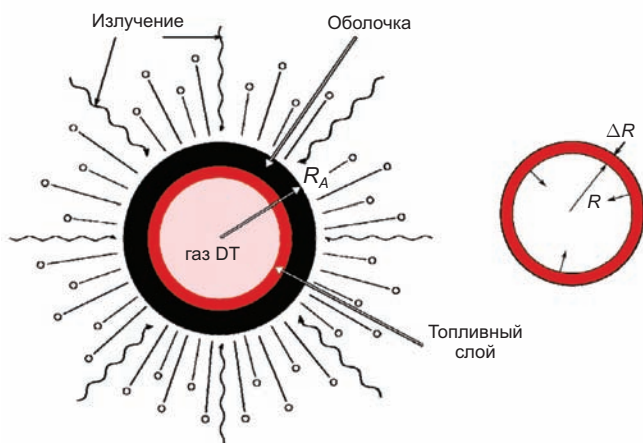
**Рис. 2.50. Схема работы термоядерной мишени**

ствия» (см. рис. 2.50), плотность энергии в которых достигает величин  $10^{16}–10^{17}$  Дж/см<sup>3</sup>, что сопоставимо с астрофизическими условиями.

Важной проблемой практической реализации импульсного управляемого термоядерного синтеза, кроме создания мощного «драйвера», является обеспечение высокой симметрии облучения и соответственно — симметричности динамического обжатия плазмы. С целью уменьшения искажающего влияния неустойчивости Рэлея–Тейлора в процессе лазерного сжатия разработана схема (рис. 2.53) так называемого непрямого действия [4], в которой сжатие сферической мишени (рис. 2.53, б) осуществляется тепловым мягким рентгеновским излучением от боковых стенок цилиндрической капсулы, разогретых лазерным излучением.

В изображенной на рис. 2.53 схеме и фотографиях (рис. 2.54) термоядерной мишени для NIF сферическая DT-мишень (рис. 2.53, б) помещается в золотой цилиндр, облучаемый с двух сторон 192 лазерными пучками, которые, попадая на внутреннюю поверхность цилиндра (см. рис. 2.53, а) (плотность мощности порядка  $10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup>), испаряют ее и формируют в цилиндрической полости мягкое рентгеновское излучение высокой интенсивности. Это рентгеновское излучение в свою очередь осуществляет высокосимметричное сферическое сжатие термоядерной мишени (см. рис. 2.53, б). Для устранения искажающего влияния пристеночной плазмы на симметрию сжатия внутренняя часть

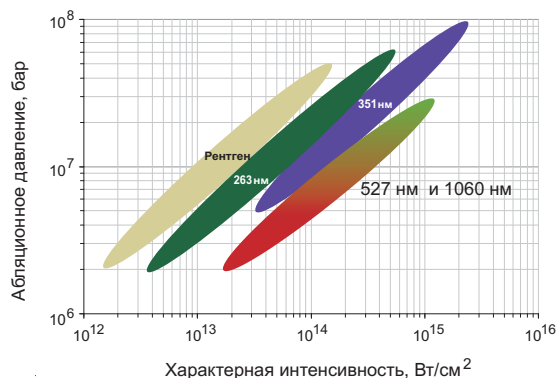




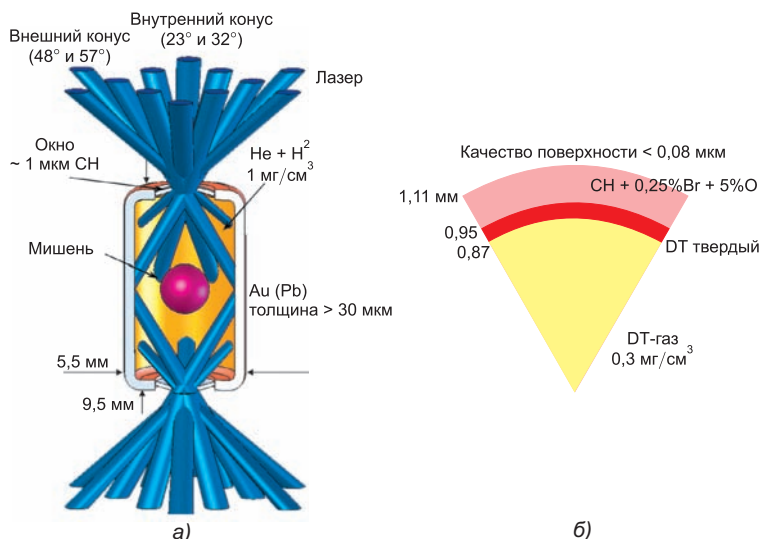
**Рис. 2.51. Изменение параметров в термоядерной мишени**

цилиндра заполняется малоплотной ( $n \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) плазмой, получаемой при ионизации аэрогелей. Похожие схемы термоядерных мишеней для тяжелых ионов приведены в работах [7, 8].

Работа таких термоядерных мишеней связана со сложными нелинейными процессами — филаментацией и самофокусировкой пучков, процессами некогерентного рассеяния, генерацией плазменных волн (рамановское стимулированное и бриллюэновское рассеяние), нетепловых электронов и ионов, двухплазмонным распадом и многими иными явлениями, часть из которых уже достаточно полно изучена на меньших установках и при помощи совершенных компьютерных кодов.



**Рис. 2.52.** Зависимость абляционного давления от интенсивности и от длины волны электромагнитного излучения «драйвера» [4]



**Рис. 2.53.** Схема термоядерной мишени (а) непрямого действия для лазерной системы NIF и сечение (б) термоядерной сферы внутри мишени, облучаемой рентгеновским излучением

Возможности существующих и строящихся лазерных систем для инерционного термоядерного синтеза иллюстрируются данными табл. 2.4 и рис. 2.55, которые показывают, что ввод в действие мегаджоулевого уровня лазеров NIF и LMJ призван обеспечить условие термоядерного зажигания и энергетически выгодные режимы УТС.

Вместе с тем энергичное развитие лазерной техники постоянно дает новые технические решения и физические идеи, сильно влияющие

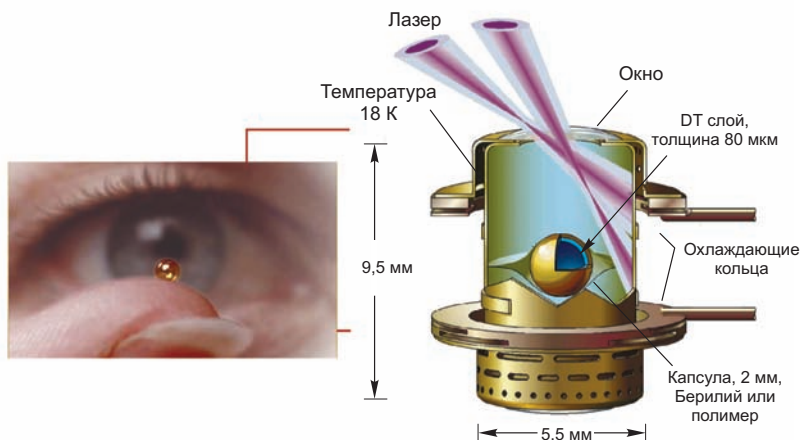


Рис. 2.54. Фотография мишени непрямого действия и схема ее облучения 192 лазерными пучками установки NIF

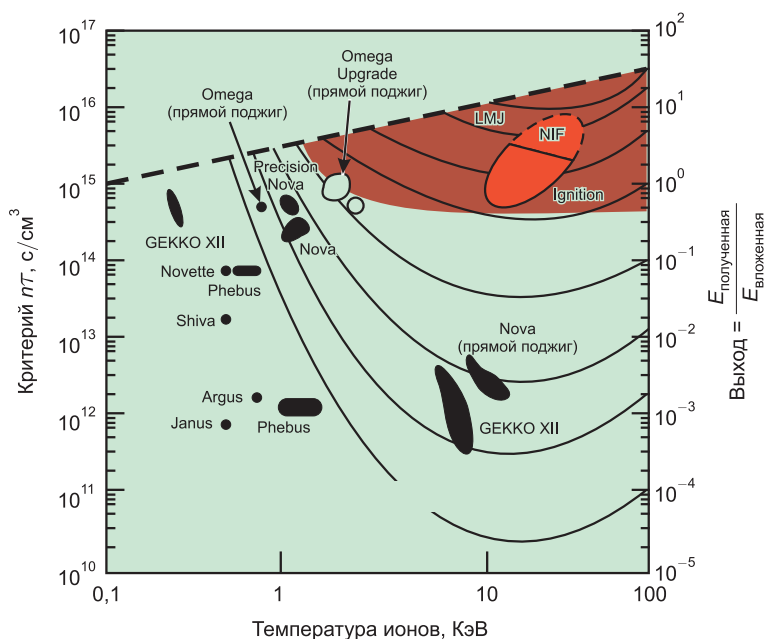


Рис. 2.55. Возможности лазеров для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием плазмы

на развитие программы лазерного термоядерного синтеза. Так реализация полупроводниковой накачки инжекционными лазерами кри-

сталлических и стеклянных лазеров повышает полный КПД системы до 30–35 %.

**Быстрый поджиг.** Появление ультрамощных короткоимпульсных лазеров открывает новые интересные возможности для лазерного термояда, позволяя разделить процессы адиабатического сжатия и разогрева термоядерной плазмы [9]. В этой схеме термоядерная мишень сжимается до высоких плотностей и нагревается до далеких от термоядерных температур лазером наносекундной длительности, а затем внутренняя часть сжатого топлива дополнительно нагревается мощными потоками электронов или ионов мегаэлектронвольтных энергий, возникающих от воздействия фемтосекундного лазера, инициируя термоядерное горение всей мишени (рис. 2.56).

Кроме того, при очень высоких интенсивностях лазерного потока можно ожидать эффектов, способствующих более глубокому проникновению световой энергии в плазму сверхкритической плотности. За счет действия на электроны пондеромоторных сил световой волны электроны и ионы будут вытеснены из зоны лазерного пучка, что приведет (из-за такой самофокусировки) к образованию в плазме низкоплотного канала, по которому световая энергия будет доставлена за критическую поверхность вглубь предварительно сжатой мишени, вызвав ее термоядерный поджиг (см. рис. 2.56). Такая схема, называемая быстрым поджигом (*fast ignition*), дает более высокий термоядерный выход, и, что важно, она более устойчива относительно развитий неустойчивостей и перемешивания, так как процессы сжатия и нагрева здесь разделены во времени. Требования оптимальной работы мишени приводят к длительности лазерного импульса, сжимающего термоядерное топливо до плотности  $200\text{--}300\text{ г/см}^3$ , приблизительно 10–20 нс.

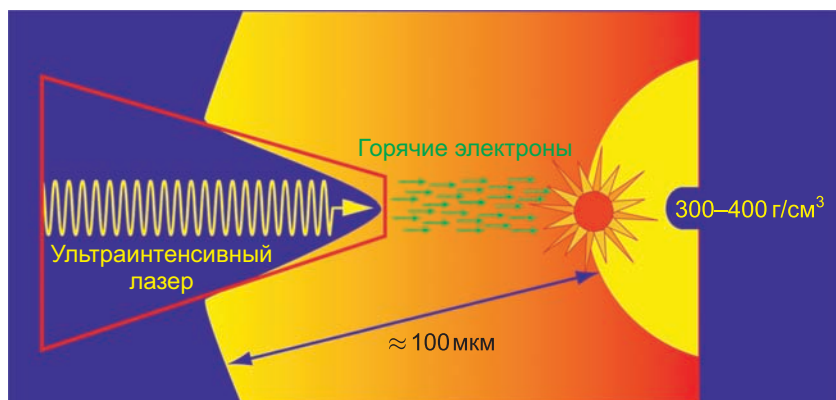


Рис. 2.56. Схема быстрого поджига термоядерной мишени. Электронный ток более 500 МА

Основные проблемы такой схемы связаны с эффективной генерацией и транспортировкой ультраинтенсивных потоков энергии внутрь сжатой плотной мишени. Оценки показывают [11], что необходимо разогреть до 10 кэВ объем плазмы размером порядка пробега электрона или альфа-частицы ( $\rho r \approx 0,5 \text{ г/см}^2$ ), что при плотности плазмы около  $300 \text{ г/см}^3$  составляет примерно 10 мкм за 10–20 пс. Соответствующая энергия составит около 3 кДж при мощности  $4 \cdot 10^{14} \text{ Вт}$  и удельной мощности порядка  $10^{20} \text{ Вт/см}^2$ . В иной модификации этой схемы для разогрева могут быть использованы электроны или протоны с энергией 1–5 МэВ, пробег которых в плазме сравним с пробегом альфа-частиц.

Современные короткоимпульсные лазеры обеспечивают необходимые мощности порядка  $10^{15} \text{--} 10^{20} \text{ Вт/см}^2$  и дают целый спектр полезных для быстрого поджига эффектов в плотной  $10^{21} \text{--} 10^{26} \text{ см}^{-3}$  плазме — релятивистскую самофокусировку и филаментацию, квантовую и перетяжную неустойчивости, а также образование вакуумных каналов и набор новых разнообразных процессов ускорения частиц. Кроме того, здесь возможна генерация сверхмощных (порядка  $10^9 \text{ Гс}$ ) магнитных полей и ионов мультимегавольтных энергий.

Большая роль в изучении такого рода эффектов принадлежит компьютерному моделированию, предсказывающему, в частности, весьма эффективную (до 30%) передачу энергии от лазерного излучения к электронам мегавольтного диапазона (рис. 2.57). При этом возникает

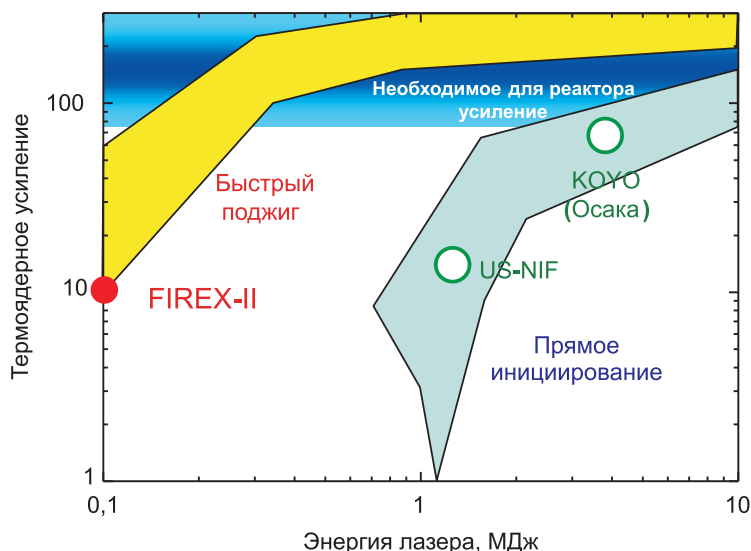


Рис. 2.57. Зависимость коэффициента термоядерного усиления от энергии лазера

ряд новых механизмов ускорения — нагрев осциллирующими пондеромоторными силами, трансформация перпендикулярного электрического поля в продольное в сверхплотных плазменных слоях, ускорение электронов при бетатронном резонансе в релятивистских лазерных каналах. Все это многообразие явлений — предмет тщательного изучения. В частности, в экспериментах Университета Осаки [42] около 20 % энергии короткоимпульсного лазера было передано сжатой термоядерной мишени.

В работах [43, 44] предложено осуществлять поджиг сжатого топлива не электронами, а быстрыми ионами лазерной плазмы.

### **2.5.3. Термоядерный синтез пучками тяжелых ионов**

Инициирование управляемых термоядерных реакций пучками тяжелых (с атомным номером более 80) ионов [7] имеет ряд потенциальных преимуществ, таких как высокий КПД ускорителей, надежность и хорошая отработанность ионных ускорителей, созданных для опытов в области физики высоких энергий. Для этой цели рассматривается мультитиггаэлектрон-вольтный уровень кинетических энергий ионов при полном энергозапасе пучков мегаджоульного диапазона, которые должны быть сжаты до 10 нс и сфокусированы до миллиметровых размеров мишеней. Для создания таких условий необходимо выйти за пределы, определяемые объемным зарядом, что требует подавления разнообразных неустойчивостей, изучения коллективных явлений в сильноточенных пучках и ряда иных сложных процессов. Так, рост температуры пучка может быть вызван коллективными процессами (вплоть до его «кристаллизации», несовершенством систем магнитных полей отражения от проводящих поверхностей и межоионными силами.

Распространение пучка в реакторной камере также требует внимательного анализа [11] динамики фоновой плазмы и обратных токов (потокоточная и филаментационная неустойчивости), «обдирания» пучка фоновой плазмой, его фотоионизации и т. п.

Работы по генерации и изучению физики высоких плотностей энергии при помощи ионных пучков ведутся весьма интенсивно в ряде исследовательских центров: GSI, Германия; Университет Беркли, США; ИТЭФ, Россия [7, 8], где получено значительное количество нового интересного материала по поглощающей способности тяжелых ионов плазмой, динамике ударных волн, изохорическому нагреву мишеней, спектрам плазмы и т. д. [8].

Особый интерес представляет проект совместного использования тяжелоионного ускорителя GSI (SIS-100) с мощным петаваттным лазером PHELIX (см. рис. 2.37).

Более подробно работы по использованию тяжелых пучков для физики высоких плотностей энергий описаны в недавних обзорах [8].

#### 2.5.4. Лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц

В настоящее время во многих лабораториях мира имеются мощные короткоимпульсные лазеры (с длительностью импульса  $\tau_L$  короче пикосекунды,  $\tau_L < 10^{-12}$  с) (см. табл. 2.4), которые используются для исследования различных процессов и разработки многих приложений. Одним из таких приложений является создание на базе фемтосекундных лазеров нового поколения компактных лазерно-плазменных ускорителей электронов и ионов высоких энергий. Вместе с тем лазерно-ускоренные электроны затем могут быть использованы для создания на их основе рентгеновских лазеров на свободных электронах.

Обсуждаются несколько [45] механизмов генерации быстрых электронов при воздействии лазерного импульса на плазму с плотностью гораздо выше критической. Если лазерный импульс не имеет предимпульса (высокий контраст), то лазерное излучение взаимодействует с плазмой твердотельной плотности, имеющей резкую границу. В этом случае реализуется механизм «вакуумного нагрева», а также так называемый  $v \times B$ -механизм ( $B$  — амплитуда индукции магнитного поля лазерной волны), обусловленный продольной (вдоль направления распространения лазерного импульса) пондеромоторной силой.  $v \times B$ -механизм становится существенным при релятивистских интенсивностях, когда энергия осцилляции электрона сравнима или выше энергии покоя электрона,  $mc^2 = 511$  кэВ.

Существует также механизм генерации быстрых электронов в плазменном резонансе на критической поверхности плазмы, когда лазерное излучение имеет проекцию вектора напряженности электрического поля на градиент плотности (обычно при наклонном падении лазерного излучения на мишень), а лазерная частота совпадает с плазменной частотой.

В отличие от пондеромоторного  $v \times B$ -механизма, «вакуумный нагрев» и механизм резонансного поглощения возникают и при нерелятивистских (существенно более низких,  $\alpha < 1$ ) интенсивностях.

Рассматривается [45] еще один механизм генерации быстрых электронов в докритической части плазмы перед мишенью — за счет бетатронного резонанса в возникающем магнитном поле. В этом режиме электроны ускоряются поперечным ультрарелятивистским электрическим полем лазерной волны в направлении поляризации волны, а азимутальное магнитное поле, создаваемое током быстрых электронов, создает магнитную часть силы Лоренца. Эта сила поворачивает электроны так, что они постепенно меняют направление движения на

обратное. В случае точного бетатронного резонанса отражение происходит в момент смены направления поперечного электрического поля, так что электроны все время находятся в режиме ускорения.

Существуют также другие механизмы ускорения электронов, для которых необходимо создавать в эксперименте специальные условия, например ускорение в кильватерной волне. В случае резонансного поглощения поле вблизи критической поверхности плазмы значительно превышает поле падающего лазерного излучения.

Не ставя целью детальное описание многочисленных механизмов лазерного ускорения (см. обзор [45]), приведем таблицу 2.5, где сравниваются различные механизмы ускорения электронов.

Среди активно разрабатываемых приложений лазерно-плазменного ускорения ионов следует отметить быстрый поджиг в инерциальном термоядерном синтезе (см. п. 2.5.2) и протонную терапию злокачественных опухолей (рис. 2.58) [42]. Использование протонов в радиационной терапии и онкологии имеет ряд существенных преимуществ по сравнению с другими видами излучений. В первую очередь это обусловлено тем, что торможение протонов заданной энергии в веществе

**Таблица 2.5. Сравнение различных механизмов нагрева электронов в плотных средах [45]**

Механизм нагрева	Когда доминирует
Вынужденное обратное тормозное поглощение при рассеянии электронов на ионах	Интенсивности менее $10^{15}$ Вт/см <sup>2</sup>
Продольное пондеромоторное ускорение электронов в скин-слое	Релятивистские интенсивности более $10^{19}$ Вт/см <sup>2</sup>
Вакуумный нагрев	Высокий контраст, умеренные интенсивности, короткие импульсы
Резонансное поглощение лазерного излучения	Низкий контраст, длинные импульсы
Ускорение электронов в кильватерной волне	Газовые мишени, значительная область докритической плазмы, ультракороткие импульсы
Циклотронный механизм	Наличие внешнего постоянного магнитного поля
Бетатронный механизм	Вихревое электрическое поле, создаваемое изменяющимся магнитным потоком, пронизывающим орбиту электронов



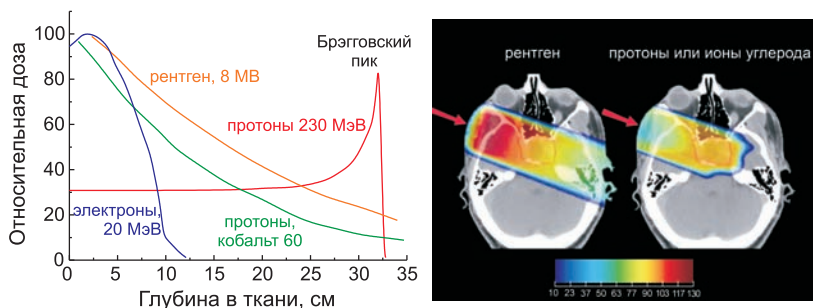


Рис. 2.58. Протонная и адронная терапия

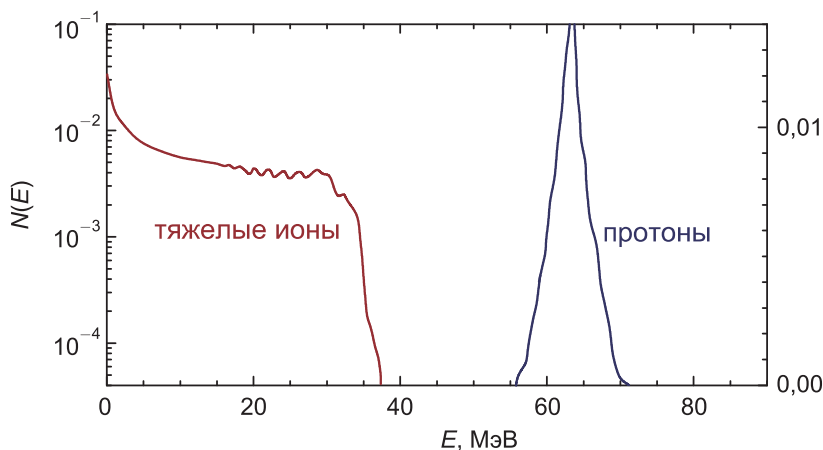


Рис. 2.59. Спектр ускоренных протонов и тяжелых ионов

происходит в локализованной области в окрестности брэгговского пика [7, 8], где выделяется основная доля энергии пучка, что уменьшает облучение здоровых участков тела.

Следует подчеркнуть, что необходимым условием успешного применения ускоренных ионов в указанных выше приложениях является их высокая моноэнергетичность. Так для адронной терапии разброс по энергии в пучке протонов не должен превышать 2%. Для получения квазимоноэнергетических пучков ускоренных протонов были предложены двухслойные мишени, анализ которых в реальной трехмерной геометрии был выполнен в работе [46], где продемонстрирована возможность получения хорошо локализованных сгустков высокоэнергетичных протонов с разбросом энергии  $\Delta E/E \approx 3\%$  (см. рис. 2.59 [46]).

## 2.5.5. Синхротронные источники, лазеры на свободных электронах, терагерцовые генераторы

Лазеры на свободных электронах [47, 48] позволяют сейчас получать чрезвычайно интенсивные потоки мощного излучения фемтосекундных длительностей широкого (от дальнего ультрафиолетового до мягкого рентгеновского) диапазона длин волн (рис. 2.60 [47, 48]).

Эти обстоятельства делают лазеры на свободных электронах перспективным инструментом для изучения сверхбыстрых химических и биохимических процессов с атомарным разрешением, для анализа биологических структур, для изучения кинетики физико-химических превращений в реальном масштабе времени, для изучения сильнонеидеальной и астрофизической плазмы и многого другого, где необходимо атомарное пространственное и высокое временное разрешение.

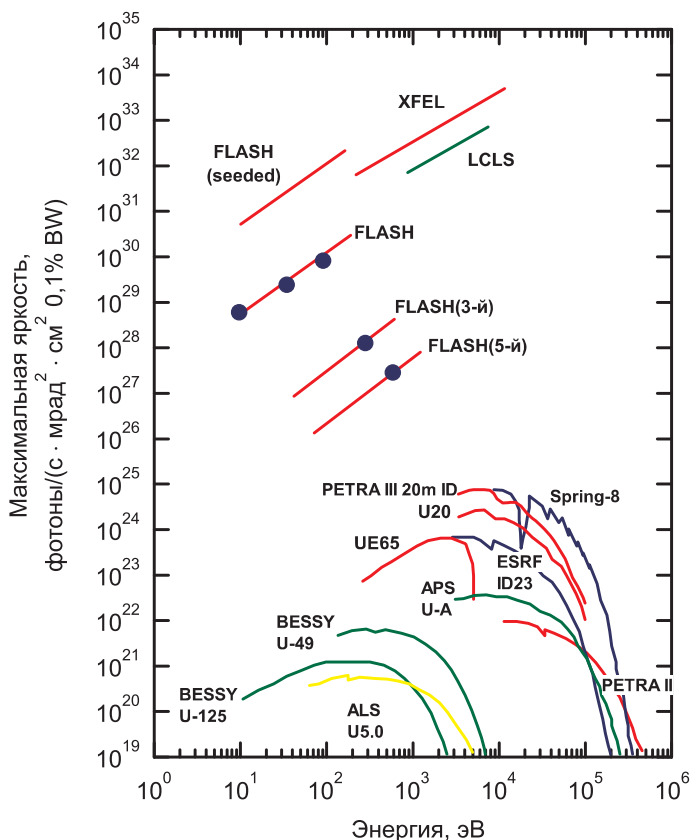


Рис. 2.60. Пиковые мощности экспериментальных установок FLASH и XFEL, ФРГ; LCLS, АПС, США, Spring-8, Япония, ESRF, Франция, SLS, Швейцария

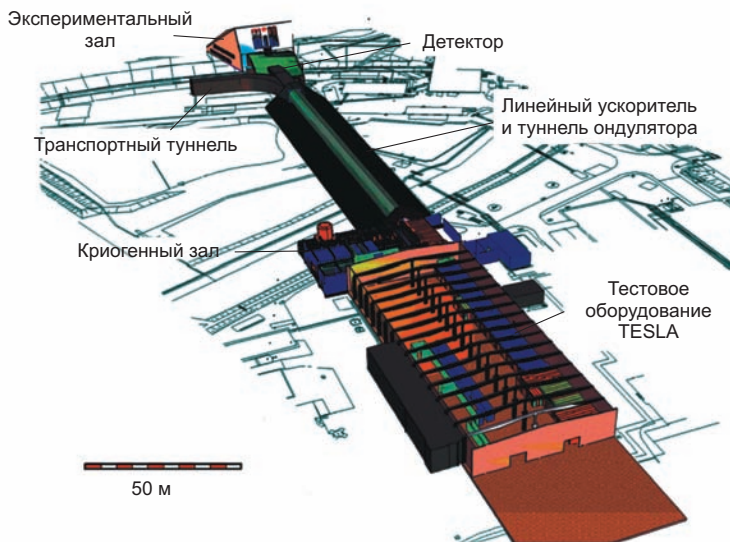


Рис. 2.61. Схема лазера на свободных электронах FLASH [47, 48]

На рис. 2.61 приведена схема лазера на свободных электронах FLASH в DESY, ФРГ [47, 48].

Сегодня эта установка является чемпионом по яркости излучения, а запроектированная на 2013 г. яркость этого устройства на шесть–девять порядков превзойдет яркость большинства установок такого рода. При этом длительность импульса уменьшится с 50 до 10 фс при полной энергии импульса 10–50 мДж и длине волны до 6,5–60 нм. Напомним, что свет за 10 фс проходит расстояние всего около 3 мкм. Установка мощностью 5 ГВт, FLASH, длиной 260 м, состоит из сверхпроводящего линейного ускорителя электронов, сообщаемого им кинетическую энергию 440–700 МэВ на электрон и ток 1–2 кА; разброс по энергии — порядка 0,1%. Этот поток электронов подается в 27-метровую ондуляторную секцию, где формируется электромагнитное излучение рентгеновского диапазона в форме последовательностей 800 импульсов с энергией до 50 мкДж (максимум 150 мкДж) в каждом, при частоте повторений 5–10 Гц и средней мощности излучения 100 мВт при максимальной яркости ( $10^{29}$ – $10^{30}$ ) фотонов/(с·мрад·мм<sup>2</sup> · 0,1 % BW) [48].

Обладая уникальными параметрами излучения, лазеры на свободных электронах позволяют проводить широкий спектр исследований в различных областях науки и техники, часто недоступных для иных средств генерации и диагностики.

Благодаря малой длине волны (сравнимой с размерами атомов) такое излучение пригодно для изучения структуры отдельных атомов и молекул, а малая длительность излучения дает возможность следить за кинетикой и механизмом химических и биологических реакций, осуществляя селективное возбуждение выбранных степеней свободы. В частности, это позволит изучать трехмерные биологические структуры, а также место и роль входящих в такие биомолекулы выбранных структурных элементов, что имеет большое значение для создания лекарств нового поколения, полимеров и конструирования сложных пространственных молекулярных структур.

В дальнейшем с применением этой техники удастся, по-видимому, проследить изменение электронного спектра, магнитных свойств, реакционной способности и иных физико-химических свойств кластеров при непрерывном изменении числа входящих в них атомов от единиц штук до твердотельных значений порядка  $10^{23}$  атомов.

## Литература

1. **Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.** Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004.
2. **Мощные** ударные волны и экстремальные состояния вещества / Е.Н. Аврорин, Б.К. Водолага, В.А. Симоненко, В.Е. Фортов // УФН. 1993. Т. 163. № 5. С. 1.
3. **Аврорин Е.Н., Симоненко В.А., Шибаршов Л.И.** Физические исследования при ядерных взрывах // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 449.
4. **Energy** from Inertial Fusion / Ed. by W.J. Hogan. Austria: IAEA, 1995.
5. **Hammel B.A., the National Ignition Campaign Team.** The NIF Ignition Program: Progress and Planning // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. № 12B. P. B497–B506.
6. **Cavaller C.** Inertial fusion with the LMJ // Plasma Phys. Control. Fusion. 2005. V. 47. № 12B. P. B389–B403.
7. **Ядерный** синтез с инерционным удержанием / под ред. Б.Ю. Шаркова. М.: Физматлит, 2005.
8. **Фортов В.Е., Хоффманн Д., Шарков Б.Ю.** Интенсивные ионные пучки для генерации экстремальных состояний вещества // УФН. 2008. Т. 178. № 2. С. 113.
9. **Киржниц Д.А.** Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие давления и температуры) // УФН. 1971. Т. 104. № 7. С. 489.
10. **Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В.** Статистическая модель вещества // УФН. 1975. Т. 117. № 9. С. 3.
11. **Frontiers** in High Energy Density Physics / Ed. by D. Henderson. Washington: National Research Council, Nat. Acad. Press. 2003.
12. **Развитие** в России динамических методов исследований высоких давлений / Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, В.Д. Урлин и др. // УФН. 1999. Т. 169. № 3. С. 323.

13. **Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.** Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
14. **Фортов В.Е.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.
15. **Гинзбург В.Л.** О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995.
16. **Засов А.В., Постнов К.А.** Общая астрофизика. Фрязино: Век-2, 2006.
17. **Максимов Е.Г., Магницкая М.В., Фортов В.Е.** Непростое поведение простых металлов при высоких давлениях // УФН. 2005. Т. 175. № 8. С. 793.
18. **Измерение** сжимаемости дейтериевой плазмы при давлении 1800 ГПа / М.А. Мочалов, Р.И. Илькаев, В.Е. Фортов и др. // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 92. № 5. С. 336–340.
19. **Энциклопедия** низкотемпературной плазмы / под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000.
20. **Взрывные** лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах / Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, К.К. Крупников, Н.В. Панов // УФН. 1996. Т. 166. № 5. С. 575.
21. **Трунин Р.Ф.** Ударная сжимаемость конденсированных веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов // УФН. 1994. Т. 164. № 11. С. 1215.
22. **Забабахин Е.И., Забабахин И.Е.** Явления неограниченной кумуляции. М.: Наука, 1988.
23. **Фортов В.Е.** Экстремальные состояния вещества. М.: Физматлит, 2009.
24. **Шпатаковская Г.** Квазиклассический метод в задачах квантовой физики. М.: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2012.
25. **Взрывные** генераторы мощных импульсов электрического тока / под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2002.
26. **Взрывоманитные** генераторы энергии и их применение в научных экспериментах / Б.Е. Гриневич, В.А. Демидов, А.В. Ивановский, В.Д. Селемир // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 422–427.
27. **Физические** исследования в сверхсильных магнитных полях / Г.В. Борисков, А.И. Быков, М.И. Долотенко et al // УФН. 2011. V. 181. № 4. Р. 441–447.
28. **Лебедев С., Савватимский А.** Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // УФН. 1984. Т. 144. № 2. С. 215.
29. **Горизонты** петаваттных лазерных комплексов / А.В. Коржиманов, А.А. Гоносков, Е.А. Хазанов, А.М. Сергеев // УФН. 2011. Т. 181. № 1. С. 9–32.
30. **Хазанов Е.А., Сергеев А.М.** Петаваттные лазеры на основе оптических параметрических усилителей: состояние и перспективы // УФН. 2008. Т. 178. № 9. С. 1006.
31. **Пискаркас А., Стабинис А., Янкаускас А.** Фазовые явления в параметрических усилителях и генераторах сверхкоротких импульсов света // УФН. 1986. Т. 150. № 9. С. 127–143.

32. **Moses E.I.** The National Ignition Facility and the National Ignition Campaign // IEEE Transactions on Plasma Science. 2010. V. 38. № 4, Part 2, SI. P. 684–689. 36th IEEE International Conference on Plasma Science, San Diego, CA, May 31 – Jun 05, 2009.
33. **Гаранин С.Г.** Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 434–441.
34. **HiPER**, <http://www.hiper-laser.org/>.
35. **ELI**: the Extreme Light Infrastructure european project, <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>.
36. **Дремин И.М.** Физика на большом адронном коллайдере // УФН. 2009. Т. 179. № 6. С. 571–579.
37. **Фортов В.Е., Шарков Б.Ю., Штокер Х.** Научная программа в новом международном центре фундаментальной физики — европейском центре антипротонных и ионных исследований FAIR // УФН. 2012. V. 182. № 6. P. 621–644.
38. **Dynamic** Confinement of Targets Heated Quasy-isochrically with heavy ion beams / A. Kozyreva, M. Basko, F. Rosmej et al // GSI-2003-2 Annual Report. 2003. P. 27.
39. **Емельянов В.М., Тимошенко С.Л., Стриханов М.Н.** Введение в релятивистскую ядерную физику. М.: Физматлит, 2011.
40. **Blaschke D. et al. (Eds)**. Searching for a QCD mixed phase at the Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA white paper). 2009. [http://theor.jinr.ru/twiki/pub/NICA/WebHome/Wh\\_Paper\\_dk6.pdf](http://theor.jinr.ru/twiki/pub/NICA/WebHome/Wh_Paper_dk6.pdf).
41. **Азизов Э.А.** Токамаки от А.Д. Сахарова до наших дней (60 лет токамакам) // УФН. 2012. V. 182. № 2. P. 202–215.
42. **Fast** heating of ultrahigh-density plasma as a step towards laser fusion ignition / R. Kodama, P.A. Norreys, K. Mima et al // Nature. 2001. V. 412. № 6849. P. 798–802.
43. **Fast** ignition by intense laser-accelerated proton beams / M. Roth, T.E. Cowan, M.H. Key et al // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. № 3. P. 436–439.
44. **Fast** ignitor concept with light ions / V.Yu. Bychenkov, W. Rozmus, A. Maksimchuk et al // Plasma Phys. Rep. 2001. V. 27. № 12. P. 1017–1020.
45. **Генерация** быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями / В.С. Беляев, В.П. Крайнов, В.С. Лисица, А.П. Матафонов // УФН. 2008. Т. 178. № 8. С. 823.
46. **Proposed** Double-Layer Target for the Generation of High-Quality Laser-Accelerated Ion Beams / T.Zh. Esirkepov, S.V. Bulanov, K. Nishihara et al // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. № 17. P. 175003.
47. **The european** X-ray laser project XFEL. <http://xfel.desy.de/>.
48. **New FLASH** brochure.

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

### 3.1. Физические эффекты при воздействии мощного лазерного излучения

Воздействие лазерного излучения высокой мощности приводит к новым и сильно нелинейным физическим явлениям в релятивистской плазме с давлением гигабарного диапазона, с электрическими полями в теравольты на сантиметр и гигагауссными магнитными полями [1] (см. рис. 2.26).

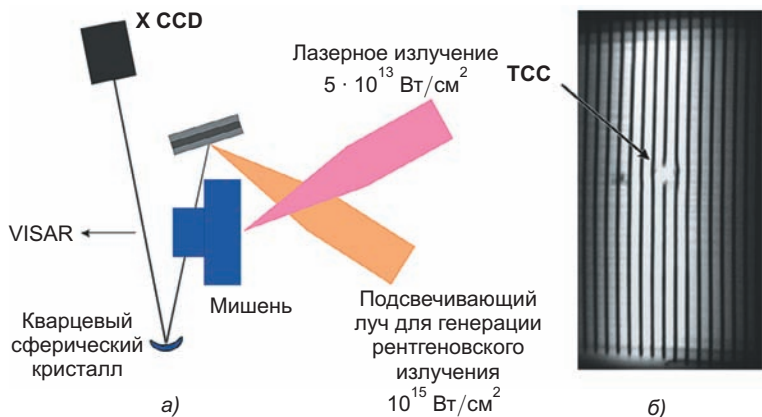
К хорошо известным явлениям самофокусировки, стимулированного рассеяния и укрупнения фронтов добавляются новые явления — филаментация света, релятивистские и пондермоторные эффекты в гидродинамике, а также развитая генерация нетермических гигавольтных электронов и мультимегавольтных ионов в лазерной плазме, приводящая к ядерным реакциям [1–3]. При этом речь идет о весьма коротких — фемтосекундных — длительностях светового импульса, в течение которых электромагнитная волна совершает всего несколько колебаний.

Анализируя физические эффекты, возникающие при увеличении мощности воздействия, будем двигаться вверх по кривой лазерных интенсивностей (см. рис. 2.26). Начиная с  $q > 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (для  $\lambda = 1$  мкм) амплитудные давления лазерных ударных волн переходят в мегабарный диапазон [1, 4, 6], в соответствии со скейлингом [4, 6]

$$p(\text{ТПа}) = 0,87 [q(\text{Вт/см}^2)]^{2/3} [\lambda(\text{мкм})]^{-2/3}.$$

Начиная с  $q > 3,4 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> напряженность электрического поля  $E = \sqrt{4\pi q/c}$  в лазерной волне сравнима с напряженностью электрического поля ядра  $E_a = e/a_B^2 \approx 5 \cdot 10^9$  В/см на первой боровской орбите водорода. Для ионизации энергетического уровня  $U_i$ , эВ, необходима интенсивность, Вт/см<sup>2</sup>,

$$q = \frac{4 \cdot 10^9 U_i^4}{Z^2}.$$



**Рис. 3.1.** Эксперименты (а) по генерации ударных волн лазерным излучением [7] с регистрацией (б) плотности ударно-сжатой плазмы по поглощению рентгеновского излучения 5 кэВ

В этих условиях лазерное излучение ионизует среду, которая превращается в разогретую плазму. В данной области параметров проводятся интересные опыты по генерации мощных ударных волн лазерным излучением [4, 7] (рис. 3.1) и по генерации быстрых заряженных частиц в лазерной плазме [1] (рис. 3.2).

Важно отметить, что в опытах по применению лазерных ударных волн для построения уравнения состояния ударно-сжатой плазмы высокой плотности удается применить метод быстрого томсоновского рассеяния. Это существенно расширяет информативность ударно-волновых экспериментов по сравнению со стандартной техникой мощных ударных волн [8, 9].

Приблизительно с этих же плотностей мощности  $q > 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> в зоне поглощения происходит заметная генерация нетепловых электронов и ионов мультимегаэлектрон-вольтного диапазона [3]. Начиная с  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> пондермоторное давление света сравнимо с гидродинамическим давлением плазмы [1, 2, 6].

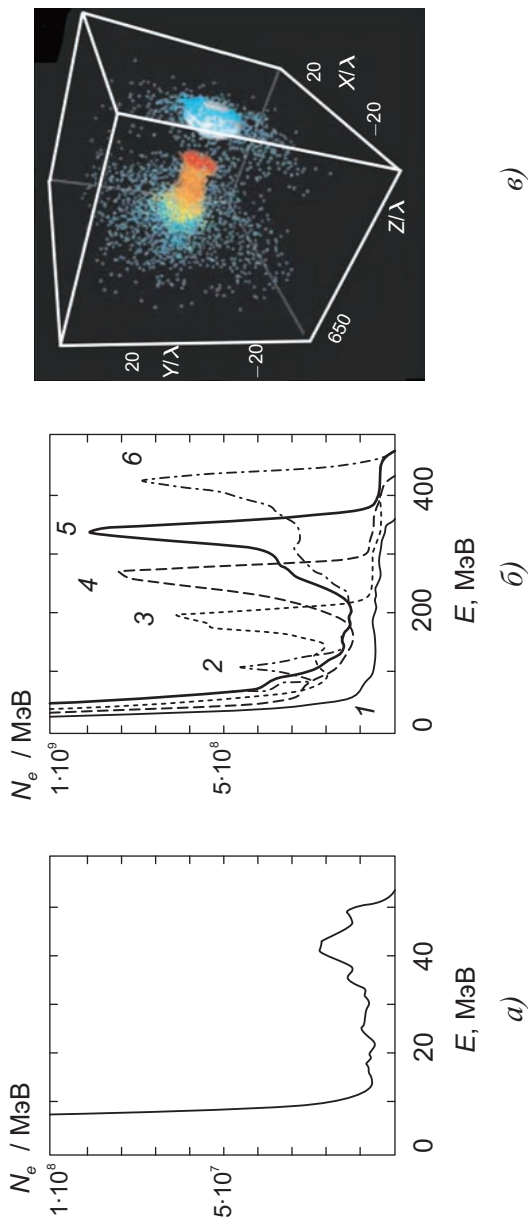
Релятивистские эффекты будут существенны, когда кинетическая энергия электрона, разогнанного в поле световой волны, станет порядка его энергии покоя  $m_e c^2$ , что приводит к условию

$$q_e \cdot \lambda^2 \approx 1,37 \cdot 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{мкм}^2/\text{см}^2.$$

Для  $\lambda = 1$  мкм это дает  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Таким образом, впервые в земных условиях были получены микроскопические количества вещества с релятивистскими энергиями [1, 6], с релятивистской массой электрона порядка 100 масс энергии покоя.





**Рис. 3.2. Энергетический спектр ускоренных электронов [1] для лазерного излучения:** *a* — 20 мДж, 6,6 фс; *б* — 12 Дж, 33 фс; временная эволюция спектра: 1 —  $ct/\lambda = 350$ , 2 —  $ct/\lambda = 450$ , 3 —  $ct/\lambda = 550$ , 4 —  $ct/\lambda = 650$ , 5 —  $ct/\lambda = 750$ , 6 —  $ct/\lambda = 850$ ; *в* — распространение лазерного импульса 12 Дж, 33 фс,  $z/\lambda = 690$  в плазме с концентрацией  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Трехмерная картина энергетического распределения нетепловых электронов при  $q \approx 10^{19} \text{ Вт/см}^2$

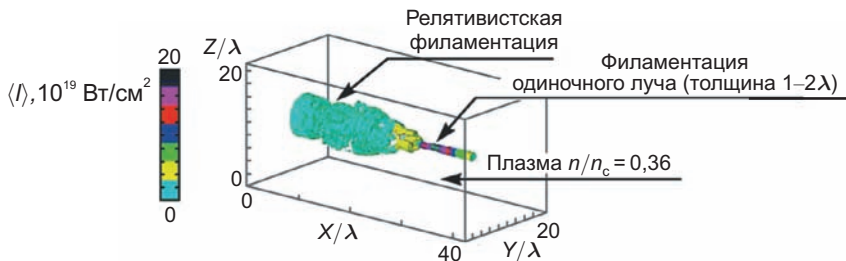


Рис. 3.3. Самофокусировка лазерного импульса

Движение протонов станет релятивистским при интенсивностях

$$q_p = \left( \frac{M_p}{m_e} \right)^2 q_e \approx 5 \cdot 10^{24} \text{ Вт/см}^2,$$

которые, надо надеяться, будут скоро реализованы в экспериментах.

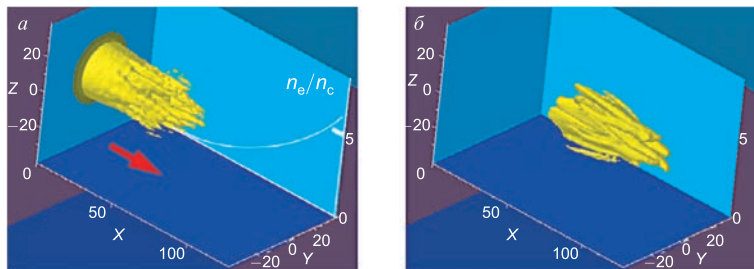
Переход к релятивистским интенсивностям лазерного излучения уже сейчас принес ряд интересных физических результатов [10]. Это генерация рентгеновского и гамма-излучений, бетатронного излучения, релятивистская самофокусировка в плазме (рис. 3.3 [1]) [11] и атмосфере, генерация высших гармоник, ускорение электронов [1], протонов и ионов [3], генерация нейтронов и позитронов, появление электронных вихрей и солитонов [1], генерация ультрамегагауссовых магнитных полей, а также проявления квантовой электродинамики [6].

В условиях высоких интенсивностей излучения происходит релятивистское просветление плазмы [1, 2], связанное с релятивистским ростом массы электрона и соответствующим уменьшением критической плазменной частоты,  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / \gamma m}$  (где  $\gamma$  — релятивистский фактор Лоренца), с модификацией плотности плазмы пондеромоторными силами, а также с частотной трансформацией самого лазерного импульса.

Наряду с эффектом релятивистского просветления большой интерес представляет эффект релятивистской самофокусировки лазерного излучения, вызванный изменением диэлектрической проницаемости плазмы из-за релятивистского роста массы электрона в поперечном направлении относительно направления распространения луча и пространственного перераспределения плотности плазмы под действием пондеромоторных сил. Критическая мощность, ГВт, для самофокусировки [11]:

$$W_{\text{кр}} = \frac{m_e c^5 \omega^2}{e^2 \omega_{\text{pe}}^2} \approx 17 \left( \frac{\omega}{\omega_{\text{pe}}} \right)^2.$$

Результаты расчетов филаментации лазерного пучка методом частиц в ячейках [1] представлены на рис. 3.4 [1]. Расчеты показывают,



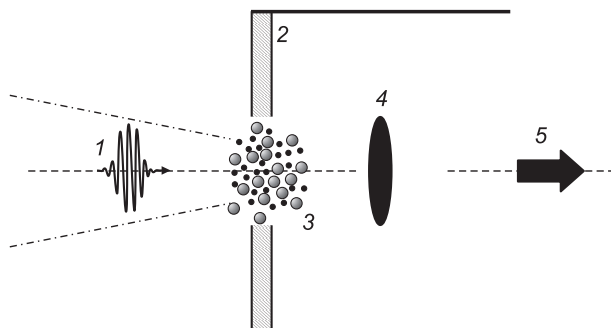
**Рис. 3.4. Множественная филаментация широкого лазерного импульса петаватт-ной мощности**

что исходный импульс распадается на несколько каналов, которые ввиду их экранировки плазмой распространяются квазинезависимо. Такая многолучевая структура лазерного импульса возникает из-за филаментационной неустойчивости и раскочки поперечной неоднородности пучка, похожей на явление самофокусировки. Самофокусировка и филаментация лазерного излучения в плазме приводят к образованию электронных вихрей, мощных компенсирующих токов и генерации сильных магнитных полей. Подробней вопрос о генерации мега- гигагауссовых магнитных полей в лазерной плазме мы рассмотрим в § 3.4.

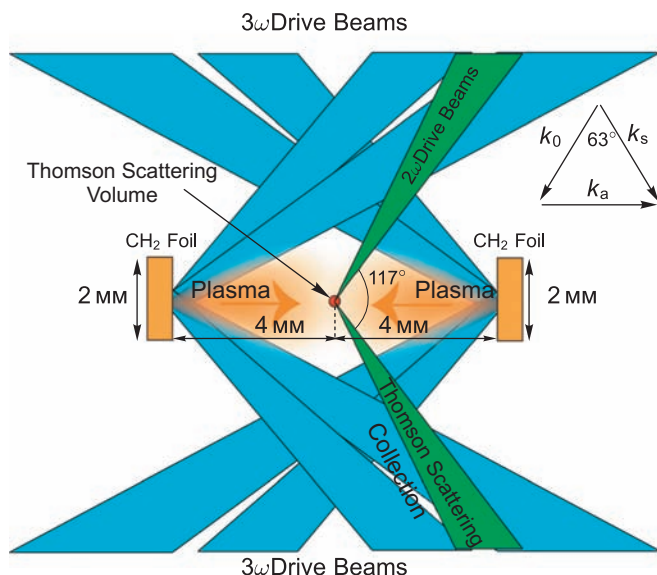
В [12] исследована возможность генерации излучения терагерцевого диапазона (около 0,6 ТГц) при облучении мишеней в течение примерно 0,1 нс лазерными импульсами высокой интенсивности  $I \approx 10^{18} \div 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Исследование проводилось путем численного моделирования с использованием релятивистского электромагнитного PIC-кода. При взаимодействии такого импульса с мишенью на мишени образуется плазма (рис. 3.5). Вылетающие из плазмы электроны образуют виртуальный катод, колебания которого определяются не только их собственным полем, но и полем ионов плазмы. Генерация идет в терагерцевом диапазоне частот, причем эффективность генерации втрое выше, чем в случае отсутствия ионов, т. е. при традиционном релаксационном механизме генерации и составляет примерно 10% от мощности электронного пучка.

Состояние и перспективы лазерной генерации терагерцевых мегавольтных импульсов проанализированы в [13].

Опыты [14] по фронтальному столкновению потоков лазерной плазмы с целью генерации бесстолкновительных ударных волн представлены на рис. 3.6. Фольги из CH<sub>2</sub> на лазерной установке OMEGA облучали лазерными потоками с интенсивностью примерно 10<sup>16</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Методами томпсоновского рассеяния показано, что абляционная плазма имела температуру электронов около 110 эВ и плотность около 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup> при скорости расширения примерно 2000 км/с. Фронтальное столкновение таких потоков приводит к генерации бесстолкновитель-



**Рис. 3.5.** Схема исследуемого генератора [12]: 1 — лазерный импульс; 2 — мишень; 3 — плазма; 4 — виртуальный катод; 5 — генерируемое излучение

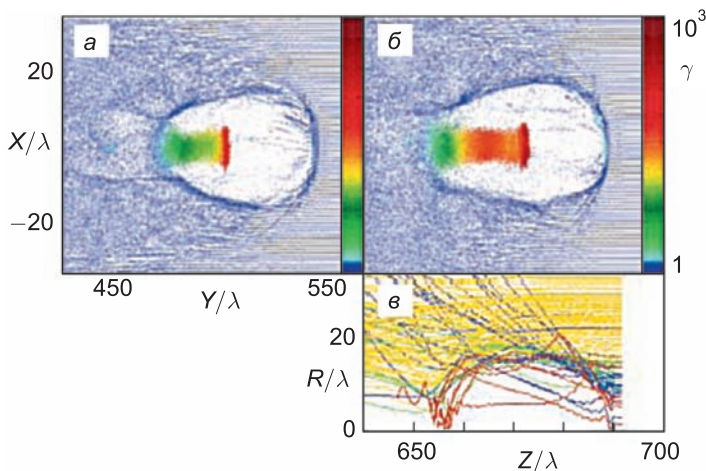


**Рис. 3.6.** Постановка эксперимента по лазерной генерации бесстолкновительных ударных волн [14]. Каждая фольга облучается десятью лазерными пучками длиной волны примерно 351 нм ( $3\omega$ ), длительностью 1 нс, размером фокального пятна около 250 мкм.

ных ударных волн, весьма распространенных в астрофизической плазме.

Развитие турбулентности Кельвина–Гельмгольца, связанное с бесстолкновительными ударными волнами изучалось в [15], где методами оптической интерферометрии и протонной радиографии изучалась динамика ударных волн, контактных разрывов и течений в целом.

Интересные эффекты релятивистской [1, 6] природы связаны с сильно нелинейными плазменными волнами, которые образуют ваку-



**Рис. 3.7.** Солитонные «пузыри» в плазме под действием 33-фемтосекундного лазерного импульса с энергией 12 Дж: *a* —  $ct/\lambda = 500$ ; *б* —  $ct/\lambda = 700$ ; *в* — траектории электронов в системе координат, движущейся с лазерным импульсом [1]

умные каналы и «пузыри» (рис. 3.7 [1]) в плазме, создают плазменные линзы для заряженных частиц и вызывают генерацию мощного электромагнитного излучения в диапазоне частот от терагерц до рентгеновских, а также возбуждают бесстолкновительные ударные волны.

Распространение в плазме двух коллинеарных лазерных пучков релятивистской интенсивности приводит к генерации мощных кильватерных электромагнитных волн, которые позволяют ускорять электроны (см. рис. 3.2) с темпами ускорения до 100 МВ/см, в тысячи раз превышающие обычные ускорительные градиенты, приблизительно равные 5 кВ/см (см. п. 2.5.4). При этом генерируются гигантские продольные электрические поля: для интенсивности  $q \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> напряженность электрического поля составляет примерно 2 ТВ/м, а для  $q \approx 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> — примерно 0,1 ПВ/м. Такие темпы ускорения можно проиллюстрировать тем, что ускоритель SLAC на энергию 50 ГэВ в лазерном исполнении имел бы длину всего 100 мкм. Сейчас проведены успешные эксперименты по лазерному ускорению электронов до энергий 1 ГэВ при интенсивностях лазерного излучения  $10^{18}$ – $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Можно надеяться, что появление в будущем мультитераваттных и эксаваттных лазеров приведет к реализации темпов ускорения до напряженности порядка теравольт на сантиметр при полной кинетической энергии гигаэлектронвольтового диапазона (подробнее см. п. 2.5.4).

Используя лазерное излучение умеренной интенсивности  $q \approx 5 \cdot 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> в [3] при его взаимодействии с замороженными наномешнями был получен поток протонов с энергией 5,5–7,5 МэВ.

Среди других любопытных проявлений нелинейностей в лазерной плазме отметим нелинейное укручение оптического фронта (подобно образованию ударной волны в гидродинамике), образование плазменных струй и генерацию высоких гармоник, что представляет практический интерес для литографии, голографии, медицины и т. п.

Под действием электрического поля с круговой поляризацией электроны в плазме приходят в круговое движение, генерируя синхротронное излучение, для описания которого при значительных интенсивностях существенны релятивистские эффекты. Такой радиационно доминирующий режим для  $\lambda = 1$  мкм реализуется, начиная с интенсивностей  $q \approx 3 \cdot 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда значительная часть лазерной энергии излучается в форме жесткого рентгена.

С  $q \approx 1,4 \cdot 10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup> начинают играть роль эффекты квантовой оптики, кинетическая энергия электрона при этом составит примерно 50 ТэВ. При  $q \approx 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> давление света составляет примерно 300 Гбар, что близко к давлению в центре Солнца и много выше давления в ближней зоне ядерного взрыва [16–18].

Высокоинтенсивные лазеры позволяют получать сверхвысокие ускорения  $a_e = a_0 \omega c \approx 10^{30} g$  (при безразмерной амплитуде излучения  $a_0 = eE/(m_e \omega c) \approx 10^5$ ), что близко к ускорениям в районе шварцшильдовского радиуса черной дыры [19] (см. § 6.2). Это открывает принципиальную возможность моделировать условия в окрестностях черных дыр и «кратовых нор» и проверять предсказания общей теории относительности. Так, при  $q \approx 10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup> ускорение электрона составит  $a = 10^{27} g$ , что близко к условиям на «горизонте событий» черной дыры [2, 19–21]. Если будут реализованы такие гигантские ускорения, то, по-видимому, появится возможность изучать специфическое электромагнитное излучение Унру, которое аналогично излучению Хокинга, вызванному гравитационными эффектами. В этом случае должно появиться дополнительное (по сравнению с расчетами по уравнениям Максвелла) электромагнитное излучение с эффективной температурой  $kT = \hbar a/c$ . Отношение мощности этого излучения к мощности синхротронного при интенсивности  $q \approx 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> составляет  $10^{-6}$  и растет пропорционально  $\sqrt{q}$ , что дает надежду его зарегистрировать при высоких интенсивностях лазерного излучения.

При более высоких плотностях мощности лазерного излучения  $q \approx 3 \cdot 10^{29}$  Вт/см<sup>2</sup> появляется возможность проверки предсказаний современных теорий квантовой гравитации [20, 22] относительно изменения размерности пространства–времени на малых расстояниях. Согласно работе [22] это расстояние  $r_n \approx 10^{32/n-17}$  см, где  $n$  — размерность пространства выше четырех. В этом случае электронная волновая функция отразит другой закон гравитации при  $n < 3$  на расстояниях  $10^{-6}$  см.

При ультравысоких интенсивностях  $q > 3 \cdot 10^{29}$  Вт/см<sup>2</sup> оптического излучения становятся существенными эффекты квантовой электродинамики, поляризации, пробоя вакуума, рождения электрон-позитронных пар, а затем возникновения кварк-глюонной плазмы.

Проблема спонтанного рождения электрон-позитронных пар в вакууме затрагивает много интересных ситуаций, таких как столкновение тяжелых (с  $Z_1 + Z_2 > 135$ ) ядер, испарение черных дыр, рождение частиц во Вселенной и т. п. Характерным масштабом электрического поля [2] для проявления эффекта пробоя в квантовой электродинамике является напряженность Швингера

$$E_S = \frac{m^2 c^3}{e \hbar} \approx 10^{16} \text{ В/см},$$

достаточная для ускорения электрона до релятивистских значений на комптоновской длине волны  $\lambda_C = 2\pi\hbar/(mc)$ , что соответствует ультравысоким интенсивностям лазерного излучения

$$q_{\text{QED}} = q_e \frac{\lambda^2}{\lambda_C^2} \approx 8,1 \cdot 10^{30} \text{ Вт/см}^2.$$

Для реализации этих ультраэкстремальных условий, фокусируя лазерное излучение с  $\lambda \approx 1$  мкм в объеме 1 мм<sup>3</sup>, нужно выделить порядка 1 МДж энергии. Эта пороговая интенсивность рождения электрон-позитронных пар заметно снижается (до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup>) в случае рассеяния на ядрах.

Дальнейшее продвижение по шкале лазерных интенсивностей (см. рис. 2.26) сейчас трудно прогнозировать, так как оно ограничено нашими сведениями о строении вещества в ближней пространственно-временной окрестности Большого взрыва при ультравысоких концентрациях энергии.

### 3.2. Лазерные ударные волны

Сразу же после открытия лазеров их уникальные свойства были с успехом использованы для генерации мощных ударных волн и излучения с их помощью экстремальных состояний вещества [4]. Схема первых экспериментов приведена на рис. 3.8. Длительное воздействие лазерного пучка 1 на мишень создает облако испаренного вещества над ее поверхностью. Пар расширяется вдоль стрелок 4 навстречу лазерному пучку. Если пар прозрачен для излучения, то поглощение происходит в приповерхностном слое 2. Этот слой разграничивает мишень и пар. Давление пара 4 приводит в движение вещество мишени 3.

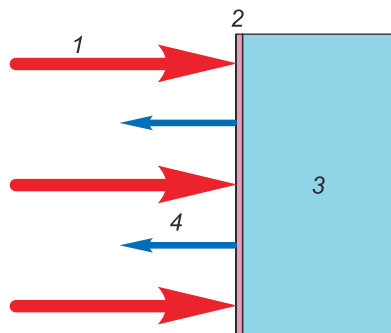


Рис. 3.8. Схема первых экспериментов с воздействием лазера на мишень

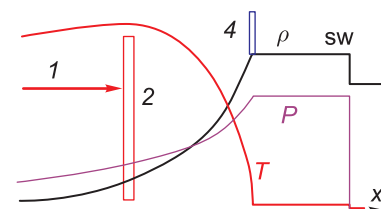


Рис. 3.9. Профили плотности  $\rho$ , давления  $p$  и температуры  $T$  в случае воздействия продолжительного импульса достаточной мощности

При умеренных лазерных интенсивностях это пар нейтральных молекул или атомов, который обычно является прозрачным для излучения [23], и поглощение энергии происходит в приповерхностном слое мишени из конденсированного вещества.

При больших интенсивностях  $I$  вещество, унесенное с поверхности конденсированной мишени, ионизуется и образует плазменное облако, или факел, называемое также плазменной лазерной короной. Вопросы динамики короны детально изучались в течение многих лет в связи с проблемой лазерного инерционного термоядерного синтеза, см., например, работы [4, 24, 25]. Плазма обычно непрозрачна для излучения — поглощение происходит внутри короны (со спадающей в направлении от мишени плотностью) в окрестности критической поверхности, зоны, где концентрация электронов уменьшается до критического значения, при котором плазменная частота снижается до частоты лазерного излучения. Эта плотность в 10 – 100 раз (в зависимости от жесткости лазерного кванта) меньше твердотельной плотности, с которой плазма поступает в корону.

Тепло, поглощенное на критической поверхности 2 (рис. 3.9), транспортируется механизмом электронной теплопроводности на поверхность мишени. 1 — пучок лазерного излучения, доходящий до поверхности критической плотности. Границу мишени образует фронт абля-



ции 4. Это передний фронт тепловой волны, за которым температура резко возрастает. Давление короны поддерживает квазистационарное распространение ударной волны (SW) в однородном веществе мишени. На этом фронте вещество твердотельной плотности начинает интенсивно нагреваться, плотность его падает, и новая порция вещества вступает в течение из мишени в корону.

Фиксируя параметры этой волны в эксперименте, можно получить сведения о термодинамике ударно-сжатого вещества.

Фиксация формы импульса сжатия при выходе его на свободную поверхность дает богатую информацию о механических свойствах среды при высоких давлениях, температурах и высоких скоростях деформации.

Качественно возникающее течение можно представить состоящим из трех участков: 1) стационарной ударной волны, за которой следует 2) дефрэгационная волна Чепмена–Жуге, где происходит поглощение световой энергии, и замыкает течение 3) простая центрированная волна разрешения (являющаяся адиабатической или изотермической).

Максимально достигаемое давление в этом случае

$$p_{\max} = I^{2/3} \rho_c^{1/3},$$

где  $I$  — интенсивность лазерного потока с частотой  $\omega$ ;  $\rho_c$  — критическая плотность плазмы ( $\omega_0 = \omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ ).

Анализируя это соотношение мы видим, что достижимые при лазерном способе генерации давления слабо зависят от химического состава мишени. В этом состоит существенное отличие методов лазерной генерации от ставших классическими в динамической физике методов, использующих удар металлических пластин или продуктов детонации конденсированных ВВ. Характерно, что высокочастотное излучение обладает значительными преимуществами с точки зрения получения максимальных давлений плазмы. Однако основное преимущество коротковолнового излучения состоит в уменьшении влияния нетепловых электронов с ростом лазерной частоты.

Следует иметь в виду, что приведенная выше качественная оценка получена для такого интервала параметров лазерных импульсов, в котором приведенная упрощенная модель процесса взаимодействия является сугубо схематической [4]. Дело в том, что при интенсивностях излучения порядка  $10^{13} - 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> поглощение света носит существенно нелинейный характер. При этом значительная часть света отражается от плазмы и коэффициент отражения также зависит от интенсивности излучения. В результате формула для коэффициента поглощения, использованная для оценки времени экранировки, оказывается сильно упрощенной. При высоких лазерных интенсивностях возникает еще целый ряд усложнений, достаточно полный учет ко-

торых возможен лишь в рамках сложного численного моделирования. Результаты этих вычислений аппроксимируются соотношением:

$$p_{\max} = \alpha I^\alpha \lambda_0^{-\beta},$$

где  $\alpha \approx 0,3 \div 0,7$ ,  $\beta \approx 0,3 \div 2,0$  в зависимости от модели и диапазона интенсивностей излучения.

В [4] сформулированы требования к лазерному излучению и размерам мишеней, необходимых для получения в исследуемом веществе плоских и стационарных ударных разрывов, распространяющихся по относительно холодному веществу. Это позволит использовать динамический метод диагностики, основанный на применении законов сохранения к течению ударно-сжатой плазмы. Возникающие при этом ограничения определяют уровень максимальных давлений, достижимых при помощи современных лазеров. С учетом затухания и искривления ударной волны от тыльной и боковой волн разгрузки, а также ввиду негидродинамического прогрева мишени нетепловыми электронами в [4] получено, что энергия лазера  $E_{\text{лаз}}$  для генерации давления  $p$  на длине волны  $\lambda_0$  может быть представлена в виде

$$E_{\text{лаз}} \sim p^6 \lambda_0^{11}.$$

Конструктивный путь продвижения вверх по шкале давлений лазерных ударных волн — это уменьшение длины волны и применение слоистых мишеней, снижающих роль электронного прогрева. Поэтому в опытах с лазерными ударными волнами экспериментаторы стремятся использовать высокие гармоники основного излучения или преобразование лазерного излучения в мягкий рентген в схемах «holraum» (см. п. 2.5.2).

Лазерные методы могут быть полезными не только при изучении сильно сжатого вещества с плотностью, превышающей твердотельную. Используя расширение нагретого лазерной ударной волной или нетепловыми электронами материала, можно получить в изэнтропической волне разгрузки широкий спектр состояний, включающих область больцмановской сильнонеидеальной плазмы, окрестность высокотемпературной кривой кипения и область перехода металл–диэлектрик.

Даже краткое перечисление возможных и уже осуществленных экспериментов при весьма высоких локальных концентрациях энергии, доступных благодаря современным лазерам, показывает, что такая техника имеет огромные преимущества перед другими методами получения высоких давлений и позволяет получать новую физическую информацию об экстремальных состояниях вещества. Естественно, что проводимые здесь измерения находятся на грани возможностей современной высокоскоростной техники регистрации, а интерпретация

опытов требует привлечения новых физических моделей и сложных численных расчетов.

Далее рассмотрим некоторые эксперименты по лазерной генерации ударных волн в твердых телах и обсудим связанные с таким способом генерации эффекты.

Первые опыты по возбуждению ударных волн в твердом водороде и плексигласе выполнены с маломощным неодимовым лазером при энергии  $E \approx 12$  Дж и длительности импульса  $\tau = 5$  нс. Ввиду малого (около 40 мкм) размера фокального пятна ударные волны с максимальным давлением в пределах 2 Мбар быстро становились сферическими и затухали. В [26] при интенсивности излучения  $I = 3,5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> было получено ударное давление в полиэтилене равное примерно 1,7 Мбар, а в [27] при  $I = 2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> амплитудное давление в водороде и плексигласе составило порядка 2 и 4 Мбар соответственно. Измерение энергии ионов плазменной короны и импульса отдачи мишени (интегральные методы) позволили оценить давление в алюминиевой мишени при  $I \approx 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Для получения плоских ударных волн в [28, 29] использовалась более мощная лазерная система «Янус» на неодимовом стекле с энергией в импульсе до 100 Дж, длительностью импульса 300 пс. В фокальном пятне диаметром 300–700 мкм получены интенсивности излучения  $I$  до  $3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>.

По времени прохождения ударной волной ступенчатого алюминиевого образца были зарегистрированы скорости фронта ударного разрыва 13 км/с (соответствующие давлению примерно 2 Мбар), а также измерена скорость разлета плазменной короны. Регистрация временного нарастания интенсивности излучения при выходе ударной волны на свободную поверхность ( $\Delta t \leq 50$  пс) дала оценку толщины ударного разрыва несколько меньше 0,7 мкм. Ударные давления были увеличены на порядок. В [29] была использована мишень малого диаметра, уменьшающая, по мнению авторов, влияние поверхностных токов, и получено согласие теоретических представлений [30] и экспериментальных данных [29].

Давление плазмы  $p \approx 35$  Мбар под действием излучения неодимового лазера с  $\lambda_0 = 1,05$  мкм получено [31] при облучении мишени, состоящей из слоя алюминия толщиной 22 мкм и слоя золота толщиной 32 мкм, 10 перекрывающимися пучками лазерной установки «Шива». Максимальная интенсивность  $I = 2,9 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса 625 пс. Зарегистрированная скорость ударной волны в золоте составляла  $17,3 \pm 0,3$  км/с и соответствовала двумерному гидродинамическому расчету [30], в котором доля поглощенной в плазме энергии равнялась 30 % и была учтена сходимостъ лазерного пучка. Измерение эмиссионного рентгеновского спектра в этом эксперименте позволило

оценить прогрев тыльной стороны мишени нетепловыми электронами. Он оказался менее  $500^{\circ}\text{C}$ , в то время как температура ударно-сжатой плазмы была порядка 5 эВ.

В опытах [32] на слоистой мишени реализован вариант метода отражений, когда в условиях малого затухания осуществлялся переход ударной волны с амплитудой  $p \approx 3$  Мбар из алюминия в золото ( $p \approx 6$  Мбар). Как и в [28], лазерное излучение ( $E \approx 20 \div 30$  Дж,  $\tau = 300$  пс) было неравномерно распределено по фокальному пятну, форма которого менялась от круговой (диаметром 100 мкм) до эллиптической (с осями 200 и 500 мкм). Последнее обстоятельство явилось, по мнению авторов, основной причиной погрешностей ( $\delta D = 15\%$ ,  $\delta p = 30\%$ ) этих экспериментов.

Систематические исследования ударной сжимаемости алюминия и меди сравнительным методом были выполнены на лазерной системе «Янус» в диапазоне интенсивностей  $I \approx 5 \cdot 10^{13} \div 4 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $E \approx 30$  Дж,  $\tau = 300$  пс). Тонкий слой золота в мишени использовался для поглощения нетепловых электронов и увеличения длительности ударной волны (несколько снижая, однако, максимальное значение давления). Полученные результаты относятся к диапазону давлений 2 – 6 Мбар в алюминии и 4 – 8 Мбар в меди и находятся в хорошем соответствии с результатами динамических экспериментов, выполненных при помощи мощных ВВ и легкогазовых метательных установок.

Наряду с методом отражений в лазерных экспериментах отрабатывается методика измерения скорости движения плазмы методом импульсной рентгенографии. Алюминиевая мишень толщиной 17 мкм облучалась лазерным пучком установки «Шива» с интенсивностью  $I = 6 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $E = 110$  Дж,  $\tau = 600$  пс). При этом один из лучей этой установки падал на танталовую мишень, что приводило к возникновению рентгеновского излучения с характерной энергией 1,9 кэВ. Картина движения в поле рентгеновского излучения фиксировалась скоростной рентгеновской камерой (рентгеновский «микроскоп») с временным и пространственным разрешением 15 пс и 4,5 мкм, что позволило определить скорость движения плазмы  $8 \cdot 10^6$  см/с.

Отметим выполненные в [31] эксперименты по генерации ударных волн коротковолновым лазерным излучением, так как для этих режимов предсказывается увеличение амплитудных давлений ударно-сжатой плазмы из-за увеличения доли поглощенной лазерной энергии и подавления нетепловых электронов. Лазерное излучение с  $\lambda_0 = 0,35$  мкм и интенсивностью  $(1 - 2)10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> ( $\tau = 700$  пс) использовалось для облучения алюминиевой мишени толщиной 25 мкм, в которой возникала ударная волна с давлением 10–12 Мбар. При этом поглощенная плазмой энергия составляла порядка 95 % от падающего потока. В той же постановке эксперимента облучение длинноволновым

( $\lambda_0 = 1,06$  мкм) излучением с  $I = 3 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> (поглощенная интенсивность была  $1,2 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) дало давление около 6 Мбар.

Экспериментальные данные по ударно-волновому сжатию водорода, дейтерия и инертных газов в мегабарной области приведены в п. 2.2.2 и лекции 5.

### **3.3. Механика сверхбыстрых деформаций**

Мощные лазеры являются не только современным физическим инструментом для создания высоких плотностей энергии, но и уникальным средством реализации и изучения сверхбыстрых процессов в конденсированном состоянии вещества.

Физика и механика процессов взаимодействия сильно зависят от длительности лазерного импульса. При длительности около 1 нс и выше основным механизмом является испарительный (см. рис. 3.8), а в фемтосекундном диапазоне — термомеханический. Но и в первом и во втором случае речь идет об ультравысоких скоростях деформации.

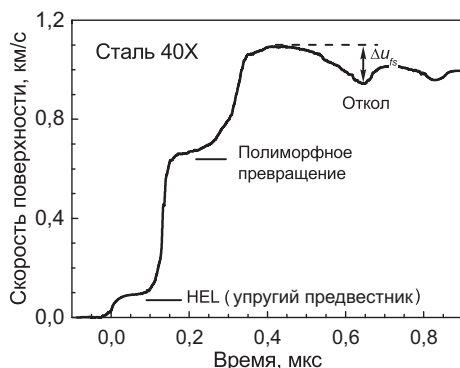
#### **3.3.1. Механические свойства при сверхбыстрых деформациях**

Прогресс в исследованиях высокоскоростной деформации, разрушения и физико-химических превращений в ударных волнах в большой мере связан с разработкой современных методов измерений волновых профилей с высоким пространственным и временным разрешением [33, 34]. В настоящее время получена обширная экспериментальная информация об упругопластических и прочностных свойствах технических металлов и сплавов, геологических материалов, керамик, стекол, полимеров и эластомеров, пластичных и хрупких монокристаллов в микросекундном и наносекундном диапазонах длительностей воздействия; достигнут значительный прогресс в развитии методов получения информации о кинетических закономерностях энерговыделения в детонационных и инициирующих ударных волнах. На основании экспериментальных данных строятся феноменологические реологические модели деформирования и разрушения, макрокинетические модели физико-химических превращений, которые необходимы для расчетов процессов взрыва, высокоскоростного удара, взаимодействия мощных импульсов излучения с веществом.

Объектом измерений и анализа являются ударная волна сжатия, следующая за ней волна разрежения, а также волновые взаимодействия при отражении импульса сжатия от свободной тыльной поверхности испытуемого образца. Генерация импульса ударного сжатия в плоском образце осуществляется обычно ударом пластины, разогнанной тем или

иным способом до скорости от нескольких сотен метров в секунду до нескольких километров в секунду, в рекордных опытах — до десятков километров в секунду. Соотношения диаметра и толщины ударника и образца выбираются достаточно большими, чтобы обеспечивать одномерность волнового процесса в течение всего времени измерений. В экспериментах проводится непрерывная регистрации профилей скорости свободной поверхности образцов  $u_{fs}(t)$ , для чего применяются лазерные доплеровские измерители скорости VISAR или ORVIS с наносекундным временным разрешением.

Типичный пример результатов измерений приведен на рис. 3.10, где представлен профиль скорости свободной поверхности образца стали 40X, нагружаемого ударом алюминиевой пластины со скоростью  $1,9 \pm 0,05$  км/с. Давление ударного сжатия в этом опыте составляло 19 ГПа. На профиле скорости фиксируется выход на поверхность образца последовательно трех волн сжатия. Вследствие увеличения продольной сжимаемости с переходом от упругого деформирования к пластическому ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник и следующую за ним пластическую волну сжатия. При давлении около 13 ГПа материал претерпевает полиморфное превращение:  $\alpha \rightarrow \epsilon$  (о.ц.к.  $\rightarrow$  г.п.у.) с уменьшением удельного объема, вследствие чего пластическая волна сжатия в этой области давлений расщепляется на две. Давление за фронтом первой пластической ударной волны соответствует началу превращения, а ее затухание и скорость сжатия во второй пластической волне определяются кинетикой структурного превращения. После циркуляции ударной волны в ударнике образуется волна разрежения, которая затем распространяется в образце вслед за ударной волной. Выход волны разрежения на поверхность образца вызывает понижение скорости последней.



**Рис. 3.10.** Профиль скорости свободной поверхности образца стали 40X толщиной 4 мм при ударе алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью  $1,9 \pm 0,05$  км/с

В результате отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения. Разрушение материала (откол) под действием растяжения сопровождается релаксацией напряжений и приводит к появлению волны сжатия, которая выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса и вновь увеличивает ее скорость. Измерения сопротивления откольному разрушению дают сведения о прочностных свойствах материалах при субмикросекундных длительностях действия нагрузки.

Продольное напряжение на фронте упругого предвестника или гюниевский предел упругости (HEL)

$$\sigma_{\text{HEL}} = 0,5 u_{fs} \rho_0 c_l,$$

где  $u_{fs}$  — скачок скорости свободной поверхности в предвестнике;  $\rho_0$  — начальная плотность материала;  $c_l$  — продольная скорость звука в нем; напряжения сжатия приняты положительными. Предел упругости при одномерной деформации связан с пределом текучести в обычном понимании  $\sigma_T$  соотношением

$$\sigma_T = \frac{3}{2} \sigma_{\text{HEL}} (1 - c_b^2/c_l^2),$$

где  $c_b = \sqrt{K/\rho}$  — «объемная» скорость звука;  $K$  — модуль объемной упругости.

Так как скорость пластической деформации кристаллических тел определяется плотностью дислокаций и скоростью их движения, значения которых ограничены, напряжение пластического течения возрастает с уменьшением времени действия нагрузки. В экспериментах с ударными волнами зависимость напряжения течения от скорости деформации проявляется, в частности, в затухании упругого предвестника по мере его распространения и в конечном времени нарастания параметров в ударной волне.

Откольное разрушение при отражении импульса ударного сжатия от свободной поверхности тела происходит путем зарождения и роста многочисленных трещин или пор. Скорость этих процессов и, соответственно, скорость релаксации напряжений при разрушении зависят от значений действующего напряжения растяжения и не может быть сколь угодно большой. По этой причине значение напряжения разрушения при отколе тем больше, чем выше скорость приложения нагрузки. Анализ откольных явлений при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела дает возможность определения значения разрушающего напряжения при субмикросекундных длительностях нагрузки (откольной прочности материала) по измеренному профилю скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$ . Значение откольной прочности  $\sigma_{sp}$  определяется по значению спада скорости  $\Delta u_{fs}(t)$  от ее максимального

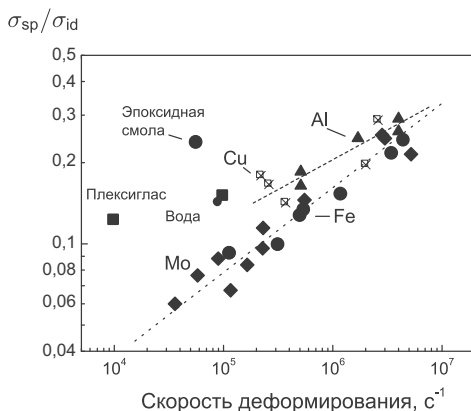
значения до значения перед фронтом откольного импульса. В линейном (акустическом) приближении упрощенная формула для определения величины разрушающего напряжения при отколе имеет вид

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta),$$

где  $\delta$  — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скоростей фронта откольного импульса  $c_l$ , распространяющегося по растянутому материалу, и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним  $c_b$ . Для того чтобы учесть нелинейность сжимаемости материала расчет величины  $\sigma_{sp}$  реально проводится с использованием экстраполяции уравнения состояния в область отрицательных давлений.

К настоящему времени выполнен значительный объем измерений упругопластических и прочностных свойств твердых тел с применением лазерных ударных волн. С применением техники лазерных ударных волн в настоящее время удастся проводить измерения на уровне растягивающих напряжений, сравнимых с предельной, или «идеальной», прочностью конденсированного вещества, определяющей верхнюю границу возможного сопротивления разрушению.

На рис. 3.11 представлены зависимости нормализованных величин  $\sigma_{sp}/\sigma_{id}$  откольной прочности  $\sigma_{sp}$  металлических монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей от скорости деформирования [34]. Хотя измеренные значения откольной прочности этого круга материалов различаются более чем на два порядка, в нормализованных координатах разброс данных уже не столь велик.



**Рис. 3.11.** Степень реализации идеальной прочности  $\sigma_{id}$  гомогенных материалов (монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей) при отколе в зависимости от скорости деформирования



Представленные на рис. 3.11 данные показывают, что при наносекундных длительностях нагрузки реализуется до 30 % идеальной прочности конденсированного вещества. Пластичные монокристаллы меди и алюминия со структурой г.ц.к. демонстрируют несколько более высокую степень реализации идеальной прочности, чем железо и молибден, имеющие о.ц.к. структуру кристаллической решетки. Вероятно, это связано с возможностью большей концентрации напряжений в окрестности микродефектов у о.ц.к. металлов с более высоким пределом текучести. Степень реализации идеальной прочности при отколе у аморфных полимеров и жидкостей, по крайней мере, не ниже, чем у металлов. Различие в степени реализации идеальной прочности различных веществ уменьшается по мере сокращения длительности нагрузки.

С применением фемтосекундной лазерной техники исследуются ударно-волновые явления в металлических пленках толщиной от сотен нанометров до нескольких микрон. Столь тонкие пленки не обладают достаточной жесткостью, поэтому эксперименты проводятся с образцами металлов, нанесенных напылением на стеклянные подложки.

На рис. 3.12 показаны результаты измерений скорости ударной волны  $U_S$  и массовой скорости за ее фронтом  $u_p$  в субмикронных алюминиевых образцах в сопоставлении с его ударной адиабатой, измеренной на образцах толщиной несколько миллиметров. Причиной расхождения приведенных данных является то, что в субмикронных образцах динамический предел упругости алюминия достигает 21 ГПа, т. е. фактически измеренные значения  $U_S$  и  $u_p$  относятся к ударной адиабате упругого сжатия. Для сравнения отметим, что динамический предел

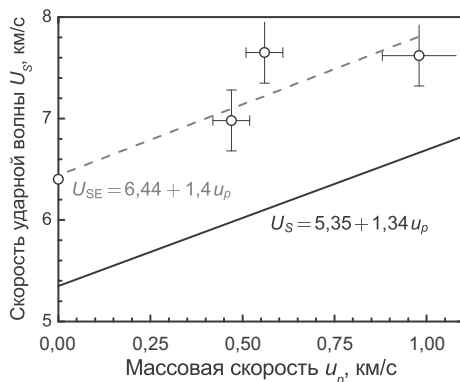
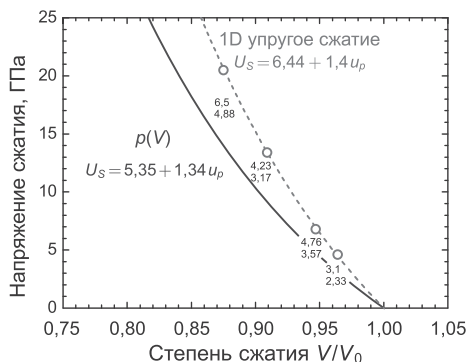
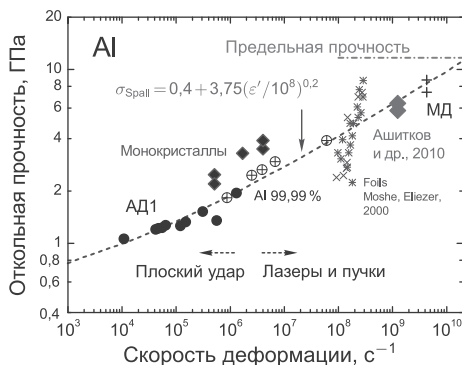


Рис. 3.12. Результаты измерений скорости ударной волны и массовой скорости за ее фронтом в субмикронных алюминиевых образцах в сопоставлении с его ударной адиабатой



**Рис. 3.13. Состояния ударного сжатия алюминия, реализованные в субмикронных пленочных образцах при воздействии фемтосекундным лазерным импульсом**



**Рис. 3.14. Результаты измерений откольной прочности алюминия различной чистоты в сопоставлении с данными для монокристаллического алюминия, результатами молекулярно-динамического моделирования откола, а также значениям идеальной прочности алюминия из первопринципных расчетов**

упругости алмаза находится в диапазоне 50–100 ГПа, т.е. в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки предел упругости алюминия становится сравнимым с пределом упругости алмаза. Как видно из данных, показанных на рис. 3.13, отклонение состояния упругого ударного сжатия алюминия, реализуемого в пленочных образцах, от ударной адиабаты объемного сжатия достигает 6,5 ГПа. Это соответствует максимальному напряжению сдвига примерно 4,9 ГПа, что превышает значения идеальной сдвиговой прочности алюминия 3,2–3,5 ГПа по данным первопринципных расчетов и молекулярно-кинетического моделирования. С другой стороны, модуль сдвига и, соответственно, идеальная сдвиговая прочность материала при сжатии возрастают.

На рис. 3.14 суммированы экспериментальные данные по откольной прочности алюминия при длительностях ударно-волновой нагрузки от

десятков пикосекунд до нескольких микросекунд. Показаны также результаты атомистического моделирования высокоскоростного разрушения и откола и первопринципных расчетов «идеальной» прочности алюминия. Сопротивление откольному разрушению у монокристаллов выше, чем у поликристаллического алюминия и алюминиевых сплавов. Поликристаллические материалы содержат относительно крупные концентраторы напряжений, такие, как межзеренные границы, включения и т.п. Эти дефекты понижают уровень напряжений, необходимых для инициирования разрушения. Высокая объемная прочность монокристаллов очевидно обусловлена их высокой гомогенностью. Результаты измерений величины откольной прочности алюминия представлены в зависимости от скорости деформирования. Под скоростью деформирования здесь понимается скорость расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса сжатия:  $\dot{V}/V_0 = \dot{u}_{fs}/2c$ , где  $\dot{u}_{fs}$  — скорость спада в разгрузочной части измеренного волнового профиля. Показано, что начальная скорость разрушения с точностью до множителя порядка нескольких единиц равна этой величине. Экстраполяция экспериментальных данных к более высоким скоростям деформирования показывает их согласие с молекулярно-динамическими расчетами и предсказывает достижение «идеальной» прочности при скорости растяжения примерно  $2 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

### 3.3.2. Динамическая прочность расплавов и твердых фаз металлов

С ультракороткими лазерными импульсами связаны уникальные возможности измерения прочности конденсированных сред на разрыв при предельно высоких темпах растяжения  $\dot{V}/V \approx 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Такие громадные значения параметра  $\dot{V}/V \sim u/d_T$  получаются в силу тонкости нагретого слоя мишени  $d_T$ . Например, при скорости гидродинамического расширения  $u = 0,1 \text{ км/с}$  и  $d_T \approx 100 \text{ нм}$  получаем  $\dot{V}/V \sim u/d_T \approx 10^{-3} \text{ пс}^{-1} = 10^9 \text{ с}^{-1}$ . При расчетах с применением методов молекулярной динамики параметр  $\dot{V}/V$  определяется точно в точке нуклеации за мгновение до ее начала. Зависимость прочности от логарифма параметра является существенной. Она представлена на рис. 3.15.

На рис. 3.15 собраны данные экспериментов (алюминий) с метаемыми ударниками и лазерных опытов. Данные при наибольших темпах получены путем молекулярно-динамического моделирования (МДМ). Они находят подтверждение в экспериментах с ультракороткими лазерными импульсами (УКЛИ). Данные работы Элиезера и др. ([35, 36] см. также [37, 38]) на алюминии занимают промежуточное положение между данными МДМ опытов с УКЛИ, с одной стороны, и резуль-

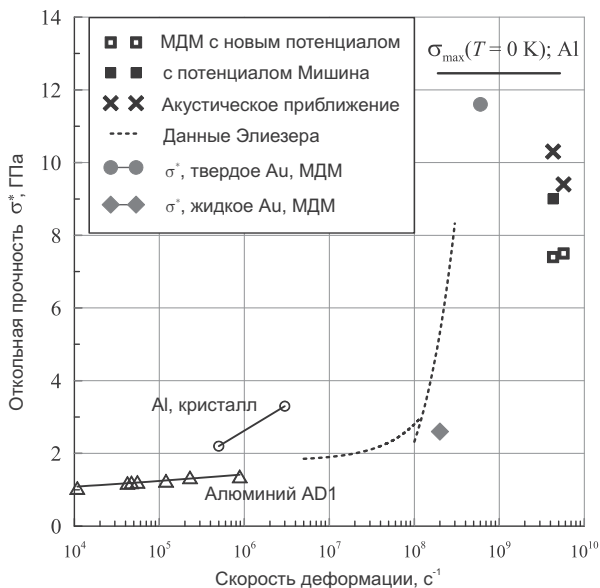
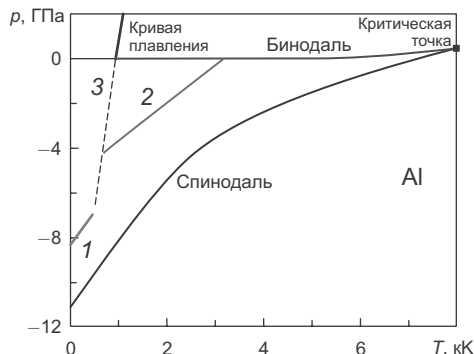


Рис. 3.15. Зависимость прочности на разрыв  $\sigma^*$  от темпа растяжения  $\dot{V}/V$

татами достаточно традиционных опытов с использованием ударников, которые относятся к микросекундным временам, с другой [34]. Одна группа лазерных экспериментов выполнена с помощью лазеров с субнаносекундной и более длительностью импульса [35–38]. Соответствующие результаты показаны двумя штриховыми кривыми [36]. Другая группа — это опыты с ультракороткими лазерными импульсами. Опишем данные, полученные в опытах и расчетах с ультракороткими лазерными импульсами. Крестиками отмечены откольные прочности твердой фазы алюминия полученные с помощью оценки, основанной на линейной акустике. Эта оценка применяется к данным молекулярно-динамического моделирования. Оценка сравнивается с точными данными МДМ. Они показаны маркерами в виде пустых квадратов.

При этом МДМ выполнено с новым потенциалом межатомного взаимодействия ЕАМ (Embedded Atom Method). К расчетам с новым потенциалом относятся маркеры пустой квадрат. Новый потенциал строится в соответствии с данными расчетов методом функционала плотности, которые выполнены для состояний с большими деформациями. Для сравнения зачерненным квадратиком показан результат, который получается и применении в нашем МД расчете ЕАМ потенциала Мишина с соавторами [39]. При больших деформациях среды с этим ЕАМ-потенциалом связаны значительные погрешности. Как



**Рис. 3.16.** Зависимость прочности  $\sigma^*(T)$  твердой фазы (кривая 1) и расплава (кривая 2) алюминия от температуры. Результаты по отколу получены путем молекулярно-динамического моделирования воздействия УКЛИ в ситуации, показанной на левой панели на рис. 3.16. Темп растяжения  $\dot{V}/V$  составляет  $\approx 2 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  в случае жидкости и  $\approx 4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$  в случае кристалла. Растяжение кристалла осуществлялось в направлении 110

видим, расчет с потенциалом Мишина несколько завышает прочность твердой фазы алюминия.

Маркеры в виде ромба и закрашенного кружка на рис. 3.15 относятся к МДМ абляции золота в вакуум и к отколу в вакуум на тыльной границе пленки, облученной с фронтальной стороны греющими ультракороткими лазерными импульсами.

На рис. 3.16 показана кривая равновесия конденсированной фазы с насыщенным паром (бинодаль). Эта кривая оканчивается в критической точке. Бинодаль состоит из двух отрезков: кривой сублимации и кривой кипения. На кривой сублимации давление пара ничтожно, поэтому на плоскости давление–температура эта кривая сливается с осью нулевого давления в линейном масштабе давлений, принятых на рис. 3.16. Давление пара невелико даже в критической точке по сравнению с амплитудами растягивающих напряжений на пороге абляции или откола в опытах с ультракороткими лазерными импульсами, когда эти амплитуды весьма велики. Эти амплитуды приближаются к максимумам  $p_{\text{max}}|_{\text{cold}}$  значения модуля отрицательного давления на холодных кривых кристалла. Согласно расчетам с ЕАМ-потенциалом межатомного взаимодействия, значения  $p_{\text{max}}|_{\text{cold}}$  и  $V_{\text{max}}|_{\text{cold}}/V_0$  составляют 12,2 и 1,5 ГПа при растяжении кристалла по направлению 100, где  $V_0$  — равновесный объем кристалла при нулевой температуре.

Данные на рис. 3.16 указывают на резкое уменьшение прочности  $\sigma^*(T)$  в окрестности продолжения кривой плавления. Штриховая кривая 3 на рис. 3.16 соответствует предполагаемому ходу кривой плавления в неравновесной растянутой области с отрицательным давлением. Предполагают, что в случае алюминия кривая 3 при низких

температурах  $T \rightarrow 0$  проходит над спинодалью. Считают, что этим алюминий отличается от других металлов, у которых кривая 3 пересекает спинодаль при конечном значении температуры. В наших расчетах сочетаются гидродинамика и молекулярная динамика (комбинированный подход). Расчетные значения давления и температуры на кривых 1 и 2 на рис. 3.16 получены непосредственно в точке будущей фрагментации при отколе или нуклеации при кавитации в расплаве. Они определяются перед самым моментом фрагментации или кавитации. После этого момента амплитуда растягивающего напряжения в этой точке начинает быстро убывать. Чтобы определить зависимость  $\sigma^*(T)$  в твердой фазе, необходимы эксперименты с воздействием ультракоротких лазерных импульсов на твердые пленки-мишени.

Данные на рис. 3.16 относятся к случаю алюминия. Данные для золота приведены на рис. 3.15. Прочность холодного золота выше, чем алюминия. Значения модуля на холодных кривых примерно в 1,8–2 раза выше для золота. Видимо поэтому прочность золотых мишеней на откол в твердой фазе выше в наших расчетах, моделирующих воздействие УКЛИ (см. рис. 3.15). При этом алюминий при фрагментации, служащей началом откола в кристалле, находится ближе к точке  $p_{\max}|\text{cold}$ , чем алюминий. Для алюминия откольные напряжения на пороге составляют примерно 70 % от идеальной прочности  $p_{\max}|\text{cold}$ , а у золота 55 %. Отметим также значительно большее снижение прочности при плавлении в случае золота по сравнению с алюминием — сравните маркеры, соответствующие отколу (откол твердой фазы) и абляции (кавитация в расплаве) для золота на рис. 3.15.

Кроме того, темп растяжения  $\dot{V}/V$  в опытах с ультракороткими лазерными импульсами на золоте намного — примерно на порядок — меньше, чем темп растяжения алюминия. Это вызвано с тем, что, во-первых, толщина прогретого слоя  $d_T$  в золоте почти вдвое больше из-за сильно уменьшенного коэффициента электрон-ионного теплообмена. Уменьшение коэффициента в основном связано с большой массой ядер золота. Во-вторых, в золоте в силу высокой плотности вещества на пороге абляции или откола в разы меньше скорости расширения.

### 3.4. Сильные магнитные поля

Генерация сверхмощных магнитных полей в лазерной плазме является одним из интересных и активно развивающихся направлений исследований (см. обзор [40], которому будем следовать в дальнейшем).

Различные механизмы генерации магнитного поля при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями приводят к возникновению магнитных полей с индукцией до 1 ГГс, образующихся при взаимодействии интенсивного лазерного излучения

с плотной плазмой. Эти поля локализуются вблизи критической поверхности, где происходит основное поглощение лазерной энергии. Предложен ряд основных механизмов генерации квазистатических магнитных полей: 1) различное направление градиентов температуры и плотности плазмы; 2) поток быстрых электронов, ускоряемых пондеромоторными силами вдоль и поперек направления лазерного импульса; 3) бесстолкновительная неустойчивость Вайбеля.

В работе [41] впервые была предсказана генерация магнитных полей с индукцией около 1 ГГс в релятивистской плотной плазме. Согласно теории, предложенной в этой работе, источник квазистационарного магнитного поля — это пондеромоторная сила, действующая на электроны. Она вызывает радиальный электронный ток в направлении от оси лазерного луча к периферии до тех пор, пока не начинается совместное колебательное движение ионов и электронов, обусловленное требованием электронейтральности.

Механизм неустойчивости Вайбеля в плазме связан с анизотропией электронов по направлениям их скоростей. Такая анизотропия возникает в процессе ионизации атомов и атомарных ионов сверхсильным лазерным полем. Большинство электронов вылетает вдоль направления вектора напряженности электрического поля линейно поляризованной лазерной волны. В поперечных направлениях вылетает значительно меньше электронов. Как продольная, так и поперечная скорости определяются соотношениями неопределенности энергия–время. Вайбель [42] впервые показал, что при наличии анизотропии электронного тока в уравнениях Максвелла возникает неустойчивость по отношению к спонтанному возрастанию квазистатического магнитного поля.

Термоэлектрический механизм [40], в отличие от предыдущего, реализуется в столкновительной плазме, в которой имеется как градиент электронной плотности, так и градиент электронной температуры, причем они направлены под углом друг к другу. Градиент плотности направлен по радиусу электронного пучка. Он обусловлен неоднородностью интенсивности лазерного излучения по сечению фокального пятна. В результате на оси лазерного пучка электронов гораздо больше, чем на периферии пучка, вследствие сильного различия в степени ионизации атомов среды. Градиент температуры, очевидно, направлен по нормали к поверхности мишени. Инкремент нарастания спонтанного магнитного поля пропорционален как градиенту температуры, так и градиенту скорости. Магнитное поле в данном случае имеет тороидальную симметрию: его кольцевые силовые линии охватывают лазерный пучок.

При прохождении лазерного импульса релятивистской интенсивности плазменные электроны ускоряются вдоль направления распро-

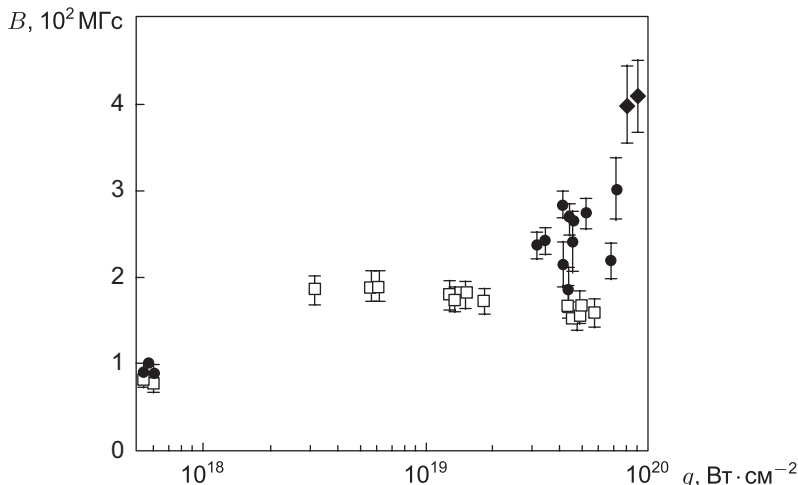


Рис. 3.17. Измеренная индукция магнитного поля в зависимости от интенсивности лазерного излучения [44] на гармониках  $5\omega$  (◆),  $4\omega$  (●) и  $3\omega$  (□)

странения лазерного импульса магнитной частью силы Лоренца. Это вызывает магнитное поле, имеющее также кольцевой характер.

Существуют и более изощренные методы генерации магнитных полей в лазерной плазме, часть из которых рассмотрена в работе [40].

В работе [43] проводились измерения магнитного поля в докритической лазерной плазме. Показано, что при длительности линейно поляризованного лазерного импульса 30 фс и интенсивности  $4,2 \cdot 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  возникает азимутальное магнитное поле с индукцией от 2 до 8 МГс на масштабе порядка 200 мкм, а при интенсивности  $8 \cdot 10^{18} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$  поле достигает 7 МГс. Оба магнитных поля существуют в течение нескольких пикосекунд. Их образование приписывается потокам быстрых электронов, образующихся в лазерной плазме.

Измерения [44] позволяют определить диапазон генерируемых магнитных полей в плотной плазме на критической поверхности, который соответствует значениям 340–460 МГс (рис. 3.17). Магнитное давление таких полей превышает  $10^9$  атм.

В работе [45] изложены результаты экспериментов по облучению твердотельных мишеней лазерным импульсом с интенсивностью порядка  $10^{20} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Путем поляризационных измерений выхода гармоник излучения найдено, что в лазерной плазме возникают магнитные поля с индукцией около 700 МГс. Эти магнитные поля существуют также и в областях, значительно превышающих скин-слой. Это объясняется ультрарелятивистским движением электронов в столь сильных лазерных полях, а также глубоким проникновением высоких гармоник лазерного излучения в вещество мишени.



В работе [46] сделана оценка индукции магнитного поля в лазерных экспериментах — примерно 1 ГГс.

## Литература

1. **Pukhov A.** Strong field interaction of laser radiation // Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. № 1. P. 47–101.
2. **Frontiers in High Energy Density Physics** / Ed. by D. Henderson. Washington: National Research Council, Nat. Acad. Press. 2003.
3. **5.5–7.5 MeV** proton generation by a moderate-intensity ultrashort-pulse laser interaction with  $\text{H}_2\text{O}$  nanowire targets / A. Zigler, T. Palchan, N. Bruner et al // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. P. 134801.
4. **Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е.** Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. № 3. С. 395.
5. **Kruer W.L.** The Physics of Laser Plasma Interaction. Reading MA: Addison-Wesley, 1988.
6. **Adzeni S., Meyer-ter-Vehen J.** The Physics of Inertial Fusion. Oxford: Clarendon Press, 2004.
7. **Laser-driven** shock waves for the study of extreme matter states / A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, A. Ravasio et al // Plasma Phys. Control. Fusion. 2006. V. 48. № 12B. P. B347–B358.
8. **Фортвов В.Е.** Экстремальные состояния вещества. М.: Физматлит, 2009.
9. **Фортвов В.Е.** Экстремальные состояния вещества на земле и в космосе // УФН. 2009. Т. 179. № 6. С. 653–687.
10. **Mourou G.A., Barry C.P.J., Perry M.D.** Ultrahigh-intensity lasers: Physics of the extreme on a tabletop // Physics Today. 1998. V. 51. № 1. P. 22–28.
11. **Self-focusing**, channel formation, and high-energy ion generation in interaction of an intense short laser pulse with a He jet / G.S. Sarkisov, V.Yu. Bychenkov, V.N. Novikov et al // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. № 6. P. 7042–7054.
12. **Диденко А.Н., Рашиков В.И., Фортвов В.Е.** О возможности генерации мощного излучения терагерцового диапазона частот при воздействии мощных лазерных импульсов на мишень // Письма в Журнал Технической Физики. 2011. Т. 37. № 6. С. 27–32.
13. **Гарнов С.В., Щербаков И.А.** Лазерные методы генерации мегавольтных терагерцевых импульсов // УФН. 2011. V. 181. № 1. P. 97–102.
14. **Characterizing** counter-streaming interpenetrating plasmas relevant to astrophysical collisionless shocks / J.S. Ross, S.H. Glenzer, P. Amendt et al // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. № 5. P. 056501.
15. **Kelvin-helmholtz** turbulence associated with collisionless shocks in laser produced plasmas / Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, S. Dono et al // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 195004.

16. **Мощные** ударные волны и экстремальные состояния вещества / Е.Н. Аврорин, Б.К. Водолага, В.А. Симоненко, В.Е. Фортов // УФН. 1993. Т. 163. № 5. С. 1.
17. **Аврорин Е.Н., Симоненко В.А., Шибаршов Л.И.** Физические исследования при ядерных взрывах // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 449.
18. **Трунин Р.Ф.** Ударная сжимаемость конденсированных веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов // УФН. 1994. Т. 164. № 11. С. 1215.
19. **Засов А.В., Постнов К.А.** Общая астрофизика. Фрязино: Век-2, 2006.
20. **Гинзбург В.Л.** О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995.
21. **Vacca J.R.** The World's 20 Greatest Unsolved Problems. New Jersey: Prentice Hall-PTR, 2004.
22. **Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.** Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. № 8. P. 086004.
23. **Действие** излучения большой мощности на металлы / С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко. М.: Наука, 1970.
24. **Прохоров А.М., Анисимов С.И., Пашинин П.П.** Лазерный термоядерный синтез // УФН. 1976. Т. 119. № 7. С. 401–424.
25. **Численное** моделирование лазерного нагрева и сжатия простых оболочечных мишеней / С.И. Анисимов, М.Ф. Иванов, Н.А. Иногамов и др. // Физика плазмы. 1977. Т. 3. № 4. С. 723–732.
26. **Experimental** study of plane and cylindrical laser driven, shock wave propagation / D Billon, D. Cognard, J. Launspach et al // Opt. Comm. 1975. V. 15. № 1. P. 108 – 111.
27. **Compact** 0.1 TW CO<sub>2</sub> laser system / K.O. Tan, D.J. James, J.A. Nilson et al // Rev. Sci. Instrum. 1980. V. 51. № 6. P. 776–780.
28. **Veeser L.R., Solem J.C.** Studies of Laser-Driven Shock Waves in Aluminum // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40. P. 1391–1394.
29. **Ultrahigh-Pressure** Laser-Driven Shock-Wave Experiments in Aluminum / R.J. Trainor, J.W. Shaner, J.M. Auerbach, N.C. Holmes // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 1154–1157.
30. **Zimmerman G.B., Kruer W.L.** // Comm. Plasma Phys. and Contr. Fusion. 1975. V. 2. P. 51.
31. **Trainor R.J., Holmes N.C., Anderson R.A.** // Shock Waves in Condensed Matter-1981 / Ed. by W. J. Nellis, L. Seaman, R. A. Graham. N.Y.: Amer. Inst. Phys.. 1982. P. 145.
32. **Veeser L.R., Solem J.C., Lieber A.J.** Impedance-match experiments using laser-driven shock waves // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. № 10. P. 761.
33. **Ударно-волновые** явления в конденсированных средах / Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. М.: Янус-К, 1996.
34. **Канель Г.И., Фортов В.Е., Разоренов С.В.** Ударные волны в физике конденсированного состояния // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 809–830.
35. **Development** of an optically recording velocity interferometer system for laser induced shock waves measurements / E. Moshe, E. Dekel, Z. Henis, S. Eliezer // Appl. Phys. Lett. 1996. V. 69. № 10. P. 1379–1381.

36. **Eliezer S., Moshe E., Eliezer D.** Laser-induced tension to measure the ultimate strength of metals related to the equation of state // *Laser and Particle Beams*. 2002. V. 20. № 01. P. 87–92.
37. **The spall** strength limit of matter at ultrahigh strain rates induced by laser shock waves / V.E. Fortov, D. Batani, A.V. Kilpio et al // *Laser and Particle Beams*. 2002. V. 20. № 02. P. 317–320.
38. **Механические** свойства вещества при больших скоростях деформирования, вызванного действием лазерной ударной волны / Д. Батани, В.И. Вовченко, Г.И. Капель и др. // *ДАН*. 2003. Т. 389. № 3. С. 328.
39. **Interatomic** potentials for monoatomic metals from experimental data and *ab initio* calculations / Y. Mishin, D. Farkas, M.J. Mehl, D.A. Papaconstantopoulos // *Phys. Rev. B*. 1999. V. 59. P. 3393–3407.
40. **Генерация** быстрых заряженных частиц и сверхсильных магнитных полей при взаимодействии сверхкоротких интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями / В.С. Беляев, В.П. Крайнов, В.С. Лисица, А.П. Матафонов // *УФН*. 2008. Т. 178. № 8. С. 823.
41. **Sudan R.N.** Mechanism for the generation of  $10^9$  g magnetic fields in the interaction of ultraintense short laser pulse with an overdense plasma target // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 70. P. 3075–3078.
42. **Weibel E.S.** Spontaneously growing transverse waves in a plasma due to an anisotropic velocity distribution // *Phys. Rev. Lett.* 1959. V. 2. № 3. P. 83–84.
43. **Measurements** of magnetic fields generated in underdense plasmas by intense lasers / Ed. by Maurizio Lontano, Dimitri Batani. V. 827. AIP. 2006. P. 53–64.
44. **Measurements** of ultrastrong magnetic fields during relativistic laser–plasma interactions / M. Tatarakis, A. Gopal, I. Watts et al // *Phys. of Plasmas*. 2002. V. 9. № 5. P. 2244–2250.
45. **Laboratory** measurements of 0.7 GG magnetic fields generated during high-intensity laser interactions with dense plasmas / U. Wagner, M. Tatarakis, A. Gopal et al // *Phys. Rev. E*. 2004. V. 70. № 2. P. 026401.
46. **A new** diagnostic for very high magnetic fields in expanding plasmas / S. Eliezer, J.T. Mendonca, R. Bingham, P. Norreys // *Phys. Lett. A*. 2005. V. 336. № 4–5. P. 390–395.

## СТОЛКНОВЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

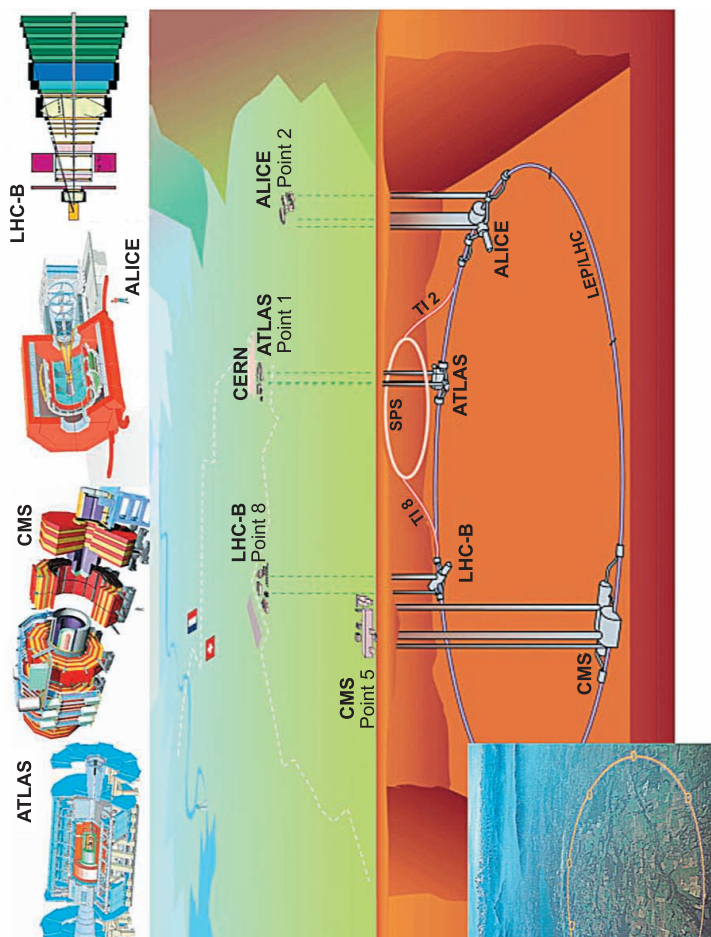
### 4.1. Ускорительная техника

Максимальные из доступных в земных условиях плотности энергии воспроизводятся сегодня при столкновении релятивистских тяжелых ионов. Необходимые для этого ускорители [1] действуют в ряде лабораторий мира и хорошо известны как основной экспериментальный инструмент в исследованиях по ядерной физике, физике элементарных частиц, квантовой хромодинамике, физике сверхплотной ядерной материи [2–4], т.е. по направлениям, которые всегда были передним краем современного естествознания и лежали в фундаменте всех естественных наук. При этом требуется постоянное продвижение в область нарастающих энергий и увеличения фазовой плотности пучков ускоряемых частиц.

Ускорительная наука и техника прошли впечатляющий путь от первого циклотрона с энергией протонов 1,2 МэВ, созданного Э. Лоуренсом в 1932 г., до построенного в ЦЕРН Большого адронного коллайдера (ЛНС) (рис. 4.1), разгоняющего протоны до скорости всего на миллионную долю процента ниже скорости света и с энергией встречных пучков 7 ТэВ каждый, что в 7 000 раз превышает энергию покоя протона  $m_p c^2$ . В системе центра масс это соответствует энергии сталкивающихся протонов примерно 14 ТэВ.

За это время во всем мире созданы десятки ускорителей различных типов, представляющих собой гигантские электротехнические сооружения, аккумулирующие высшие достижения инженерного искусства и отличающиеся высокой степенью надежности. Они являются сегодня безусловными рекордсменами по физике высоких плотностей энергии.

На ускорительном комплексе ЛНС осуществляется столкновение двух пучков протонов с энергией  $7 \times 7$  ТэВ, что делает доступной новую область расстояний  $10^{-16}$  см и энергии масштаба 1 ТэВ, достаточной, в частности, для рождения частиц темной материи (их масса  $m_{DM} \approx 10 \text{ ГэВ} \div 1 \text{ ТэВ}$ ), бозона Хиггса, получения кварк-глюонной плазмы, возможно, для обнаружения новых размерностей и для решения других интригующих задач физики высоких энергий [5, 6].



**Рис. 4.1.1. Схема построенного в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) Большого адронного коллайдера.** Его подземный туннель имеет диаметр около 27 км. Вверху изображены основные детекторы LHC-ALICE, ATLAS, CMS и LHC-B

Основная цель этих экспериментов [7] — раскрыть механизмы нарушения электрослабой симметрии с помощью регистрации бозона Хиггса и других новых частиц, связанных с возможным расширением Стандартной модели.

Четыре системы гигантских детекторов, самый большой из которых занял бы половину собора Нотр-Дам в Париже, а самый тяжелый содержит железа больше, чем Эйфелева башня, будут измерять параметры тысяч частиц, разлетающихся при каждом столкновении. Несмотря на огромный размер детекторов, монтаж отдельных элементов должен производиться с точностью 50 микрон. Позднее будет обеспечено изучение процессов при столкновениях высокоионизованных ионов свинца ( $\text{Pb}^{82+}$ ) с энергией до 155 ГэВ/нуклон. Проект LHC мы обсуждали подробно в п. 2.4.1.

Ускоритель в Стенфорде, США, генерирует 5-пикосекундный импульс из 10 электронов с кинетической энергией 50 ГэВ, который при фокусировке в пятно размером 3 мкм дает плотность мощности  $10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

Активно работающий релятивистский (скорость 99,99 % скорости света) коллайдер тяжелых ионов RHIC (рис. 4.2) Брукхейвенской национальной лаборатории США обеспечивает энергию сталкивающихся ионов золота 100–500 ГэВ/нуклон, 39 ТэВ для Au + Au, 13 ТэВ для Cu + Cu в системе центра масс [8]. При каждом фронтальном столкновении рождается 5000 элементарных частиц. Только немногие из них несут необходимую информацию. Полученные на этом ускорителе новые экспериментальные данные обсуждаются в работах [8, 9]. В но-

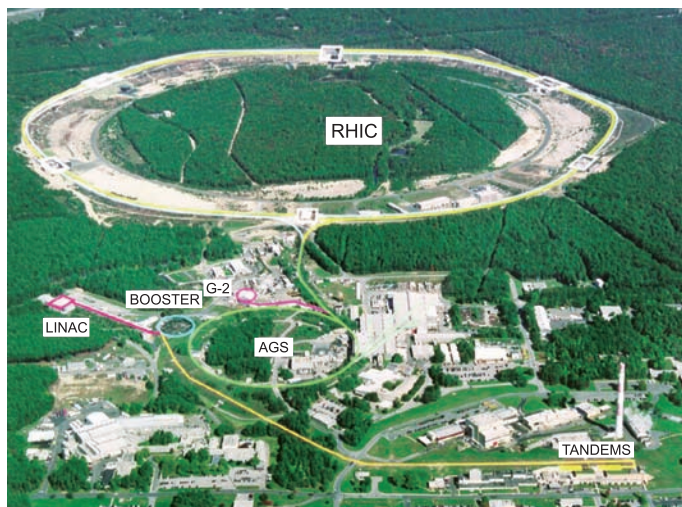


Рис. 4.2. Ускоритель RHIC Брукхейвенской национальной лаборатории

ябре 2007 в Дармштадте, ФРГ, дан старт строительству уникального ускорителя ионов и антипротонов FAIR с энергией 1,5–34 ГэВ/нуклон при числе ускоренных ионов  $U^{92+} \approx 5 \cdot 10^{11}$  и антипротонов примерно  $4 \cdot 10^{13}$ . Стоимость сооружения каждого из такого рода крупнейших ультрарелятивистских адронных ускорительных комплексов (LHC и RHIC) составляет несколько миллиардов долларов и находится на грани экономических возможностей богатейших стран мира и даже такого международного сообщества как Европейский союз.

В научные программы этих комплексов входит экспериментальное исследование фундаментальных проблем физики высоких энергий при столкновениях адронов, которые сопровождаются образованием сверхплотного ядерного вещества — кварк-глюонной плазмы. В соответствии с современными представлениями, именно в таком состоянии находилось вещество Вселенной уже в первые микросекунды после Большого взрыва, а также находится вещество таких астрофизических объектов, как  $\gamma$ -всплески, нейтронные звезды и черные дыры.

Проблема увеличения энергии коллайдеров делает актуальными дальнейшие экспериментальные исследования по повышению точности измерений без увеличения энергии частиц. Примерами здесь могут служить измерения магнитного момента электрона и мюона, смещений атомных уровней, массового смешивания в  $K^0$ -,  $D^0$ -,  $B^0$ -мезонах, редких распадов и др. В частности, при измерении магнитного момента мюона получено отклонение от значений, предсказанной Стандартной моделью, на уровне достоверности  $3,2\sigma$  лишь в девятом знаке после запятой.

Для нашего рассмотрения важно, что эти ускорительные эксперименты направлены на получение пучков частиц ультрарелятивистских энергий не только для исследования индивидуального акта столкновения адронов, но и для макроскопического нагрева вещества [1, 10].

## **4.2. Генерация макроскопических объемов горячей плазмы**

Описанные в пп. 2.2.2, 2.2.3 методы газодинамического разгона конденсированных ударников имеют принципиальный недостаток, связанный с ограниченным значением скорости звука  $c_s$  в толкающем газе, в следствие которого эффективность ускорения резко (экспоненциально) уменьшается по достижении разгоняемым ударником скорости звука. Этих ограничений лишены способы генерации высоких плотностей энергии, основанные на применении интенсивных потоков заряженных частиц — электронов, легких или тяжелых ионов, а также электродинамические способы разгона, где роль скорости звука выполняет скорость света. Важной положительной особенностью



пучков заряженных частиц является объемный характер их энерговыделения [10]. Этим они отличаются от лазерного излучения, где основное энерговыделение излучения с частотой  $\omega_l$  происходит в узкой критической зоне,  $\omega_l \sim \omega_p \sim \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ , и затем передается в глубь мишени электронной теплопроводностью [11–14].

В результате торможения заряженных частиц возникает слой изохорически разогретой плазмы, последующее расширение которого генерирует ударную волну в глубь мишени или цилиндрическую ударную волну, расходящуюся от оси пучка. В современных исследованиях физики высоких плотностей энергии используются обе эти методики — изохорический нагрев и сжатие ударными волнами, генерируемыми корпускулярными пучками.

В качестве генераторов корпускулярных пучков используются либо циклотроны, созданные для изучения физики высоких энергий и ядерной физики, либо сильноточные диодные системы [15]. В последнем случае речь идет о субнаносекундных импульсах тока мегаамперного диапазона с кинетической энергией частиц 1–20 МэВ.

Релятивистские электронные пучки с энергией порядка МэВ применялись для возбуждения ударных волн в алюминиевых мишенях с целью изучения особенностей поглощения электронов в плотной плазме и выяснения влияния собственных магнитных полей пучка на его тормозную способность в замагниченной плазме (эффект магнитного «стоппинга»).

Ввиду значительно меньшего по сравнению с электронами пробега (рис. 4.3 [10]) пучки ионов позволяют получать более высокие плотности энергии в плазме (рис. 4.4 [10]). На импульсном сильноточном ускорителе KALIF протонный пучок с энергией примерно 2 МэВ, током порядка 400 кА развивал на мишени удельную мощность в пределах  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Это позволило ускорять тонкие (50–100 мкм) ударники до скоростей 12–14 км/с и провести содержательные измерения тормозной способности быстрых протонов в плотной плазме, зарегистрировать термодинамические параметры и вязкость ударно-сжатой плазмы и найти откольную прочность металлов при рекордно-высоких скоростях деформирования. Оказалось, (рис. 4.5 [16]) например, что откольная прочность металлов заметно (на один-два порядка) растет с увеличением скорости деформирования, приближаясь к своему теоретическому пределу, что связано с кинетикой распространения дислокации и трещин в поле импульсных напряжений [16].

Ранее импульсный сильноточный генератор BPFA-II (Сандиа, США) использовался для генерации мегаэлектрон-вольтных пучков литиевых ионов с интенсивностью порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> для программы инерционного УТС. Сейчас эта установка с успехом используется в режиме сильноточного Z-пинча для генерации мягкого рентгена



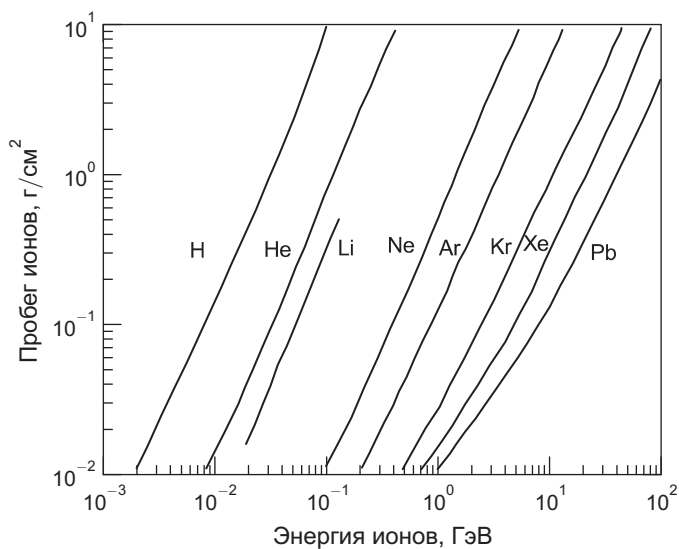


Рис. 4.3. Характерный пробег ионов в холодном веществе

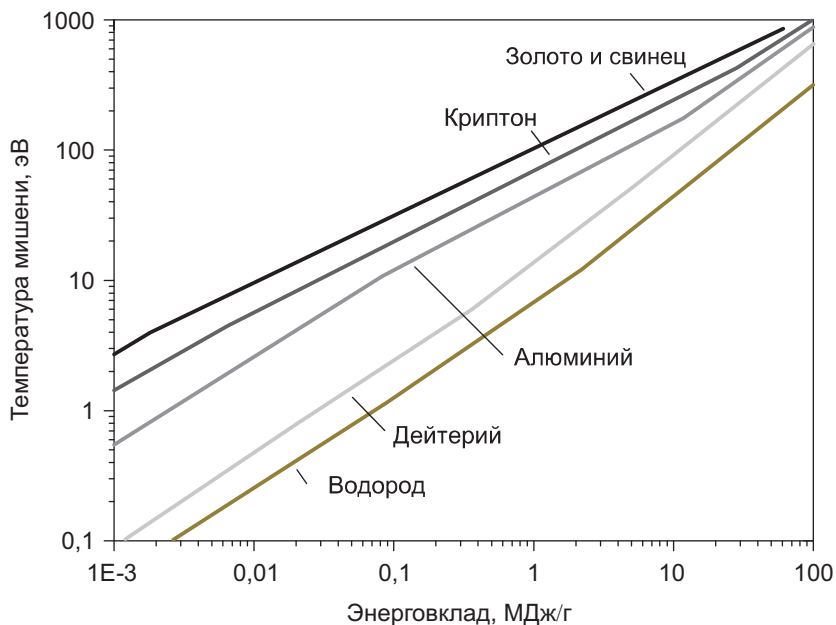


Рис. 4.4. Характерные температуры плазмы в зависимости от энерговыведения пучков заряженных частиц

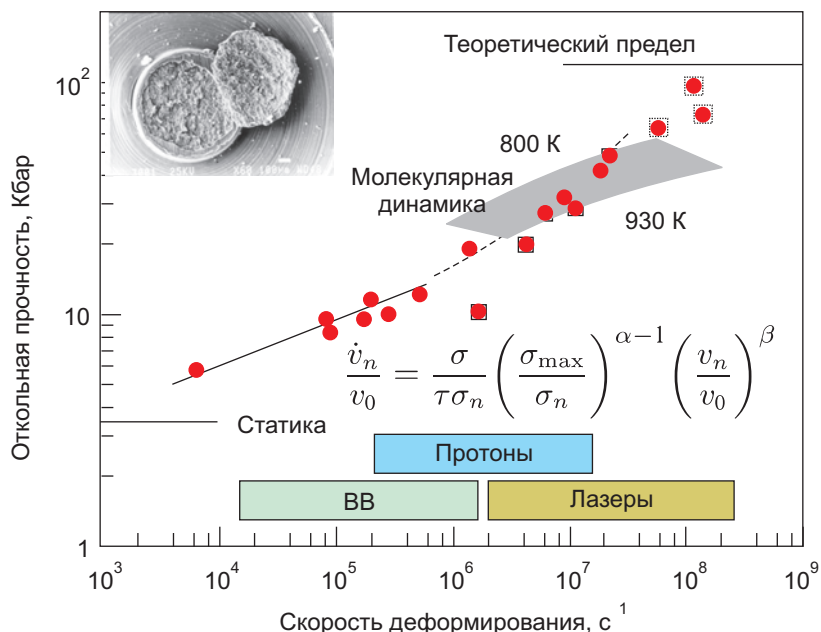


Рис. 4.5. Откольная прочность в сплаве алюминий–магний при быстрых деформациях

и для электродинамической генерации ударных и адиабатических волн сжатия.

Созданные для экспериментов по физике экстремальных состояний вещества, ускорители релятивистских тяжелых ионов оказались перспективными (см. табл. 2.2) устройствами для управляемого термоядерного синтеза с инерционным удержанием и для опытов по сжатию и разогреву плотной плазмы [1, 10].

Большой адронный коллайдер (см. рис. 4.1), построенный для изучения столкновений двух протонных пучков с энергией 7 ТэВ каждый, генерирует 2808 сгустков длительностью 0,5 нс с  $1,1 \cdot 10^{11}$  протонов в каждом, следующих через 25 нс, так что полная длительность пучка составляет 89 мкс, а энергия — 350 МДж, достаточная для испарения 500 кг меди. Плотность энергии в одном пучке равна  $10^{10}$  Дж/см<sup>3</sup>. Характерная кинетическая энергия одного тяжелого релятивистского иона сопоставима с кинетической энергией разогнанного продуктами ВВ металлического лайнера взрывной метательной системы, описанной в п. 2.2.3.

Пучки тяжелых ионов, с кинетической энергией 3–300 МэВ/нуклон, применялись в экспериментах по нагреву конденсированных и пористых мишеней, по измерению тормозной способности ионов в плазме,

а также по взаимодействию заряженных пучков с ударно-сжатой плазмой, получаемой с помощью мини-взрывных ударных труб [1].

Особый интерес представляет использование тяжелоионного ускорителя GSI в комбинации с мощной петаваттной лазерной системой PHELIX (см. рис. 2.37), что качественно расширяет экспериментальные возможности такого устройства.

Возможности и перспективы применения ускорительных комплексов GSI в г. Дармштадт (ФРГ) представлены на рис. 2.36 и 4.6 [1]. Видно, что интенсивные релятивистские пучки тяжелых ионов представляют интересные перспективы для генерации плазмы высокой плотности энергии, а также для импульсного термоядерного синтеза [1] (см. п. 2.5.3).

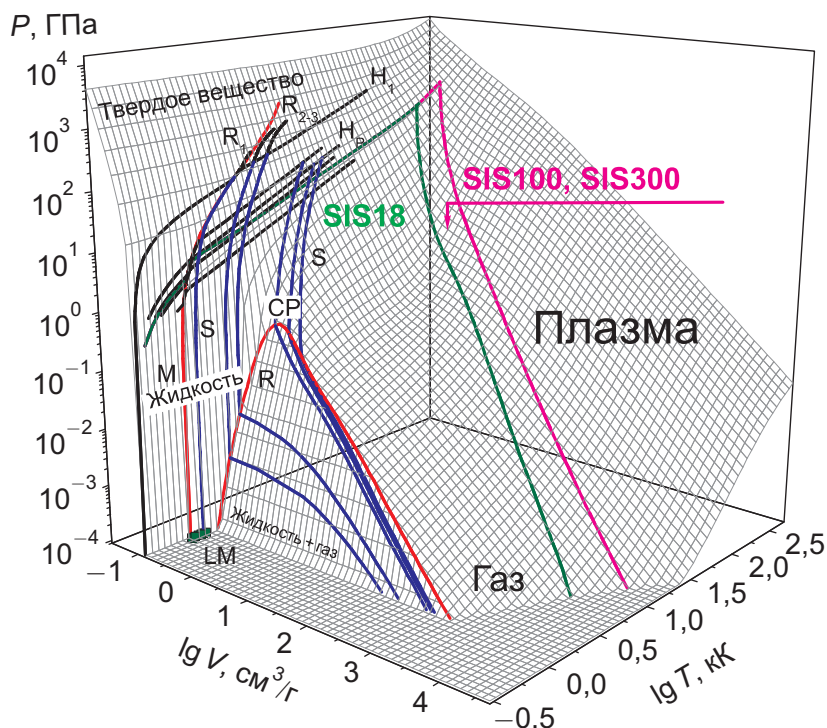


Рис. 4.6. Участки фазовой диаграммы цинка, доступные генераторам тяжелых ионов

### 4.3. Кварк-глюонная плазма

Среди большого количества интересных физических результатов, полученных с использованием ускорительной техники, мы здесь остановимся на генерации кварк-глюонной плазмы (КГП), возникающей при деконфайнменте кварков — при энергиях не менее 200 МэВ [9]. Схема эксперимента такова: при столкновении двух ядер (рис. 4.7 [8]) кинетическая энергия движения переходит во внутреннюю энергию нуклонов, что в соответствии с предсказаниями теории квантовой хромодинамики (КХД) приводит к появлению так называемого «конденсата цветного стекла» (color glass condensate), а затем, по мере термализации, к образованию нового состояния вещества — кварк-глюонной плазмы — «кваркового супа» [9] (рис. 4.8). При обычных условиях (слева) кварки (цветные шарики) связаны в адронах. При температурах  $T > T_c$  происходит деконфайнмент кварков, они перестают быть связанными в адронах и образуют КГП.

Возникающая при таких столкновениях КГП состоит из кварков, антикварков и глюонов [4, 17, 18]. Массы кварков и других фермионов приведены на рис. 4.9 [18]. Такую плазму иногда называют наиболее «старой» формой материи, так как она существовала уже в первые микросекунды после Большого взрыва, — из нее по мере расширения и охлаждения образовались адроны. КГП обладает максимальной плот-

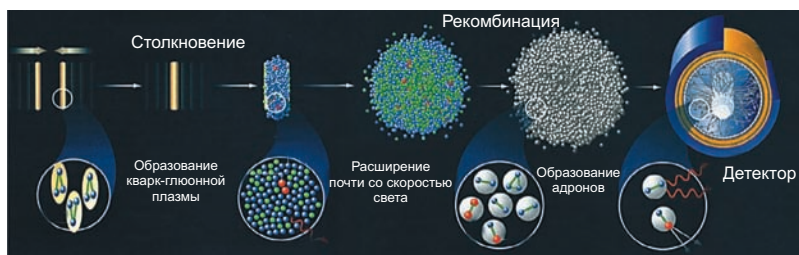


Рис. 4.7. Динамика столкновений релятивистских тяжелых ядер на ускорителях

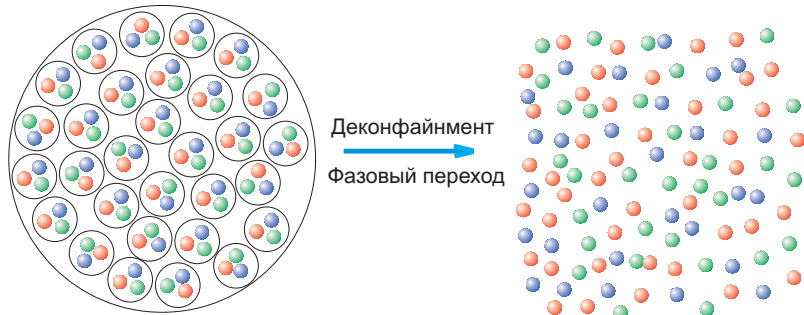
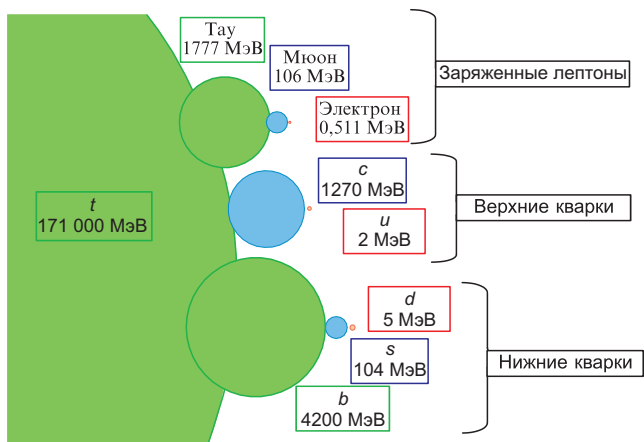


Рис. 4.8. Образование кварк-глюонной плазмы



**Рис. 4.9. Массы заряженных фермионов СМ.** Площадь круга пропорциональна массе частицы [18]

ностью, примерно  $9-10\rho_0$  ( $\rho_0 = 2,5 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> — ядерная плотность), и может возникать в центре нейтронных звезд, черных дыр или при коллапсе обычных звезд (см. лекцию 6).

Для исследования свойств КГП сегодня развернуты масштабные экспериментальные программы по столкновению ультрарелятивистских ионов на ускорителях HERA, RHIC в Брукхейвене, GSI в Дармштадте и SPS (Super Proton Synchrotron), LHC в ЦЕРН.

Первые же опыты с КГП в Брукхейвене (RHIC) и ЦЕРН (SPS) показали более разнообразное поведение такой плазмы, чем предполагалось ранее (газ кварков и глюонов). Выяснилось, что особое внимание следует обратить на область энергий  $\sqrt{S_{NN}} \approx 2 \div 10$  ГэВ, где предполагается появление сильно взаимодействующей (неидеальной) КГП. Этот диапазон будет изучен в рамках эксперимента CBM проекта FAIR (см. подробнее п. 2.4.2), где будут изучены столкновения с  $E_{\text{лаб}} \approx 5 \div 35$  АГэВ и  $\sqrt{S_{NN}} \approx 3 \div 8,5$  ГэВ. Кроме того, на ускорителе RHIC предполагается провести опыты при пониженном (до  $\sqrt{S_{NN}} \approx \approx 5$  ГэВ) по сравнению с  $\sqrt{S_{NN}} \approx 200$  ГэВ диапазоне энергий. К сожалению, светимость пучка при этом снизится на несколько порядков.

В любом случае речь идет о столкновении тяжелых ядер с энергиями порядка 100 ГэВ и выше на ядро в системе центра масс или с энергиями 20 ТэВ на ядро в лабораторной системе координат. Условия, достижимые на современных ускорителях, приведены на фазовой диаграмме ядерной материи (рис. 4.10). Область низких температур и барионных плотностей занята адронами (ядрами и мезонами) [2, 4, 17, 19]. Предельный случай высоких плотностей (в 5–10 раз больше ядерной плотности больших ядер: примерно 0,17 частиц на

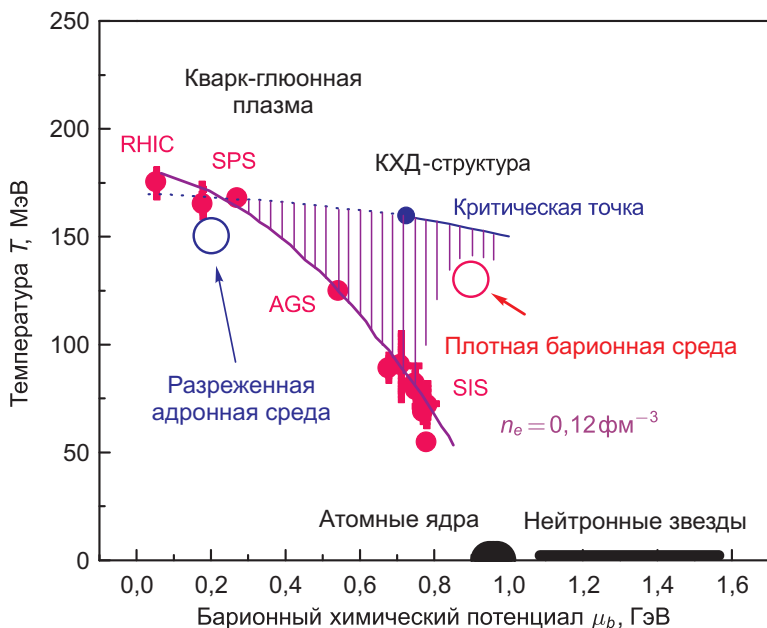


Рис. 4.10. Фазовая диаграмма ядерной материи

кубический фемтометр,  $\approx 2,5 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ ) и высоких температур ( $T > 200 \text{ МэВ} \approx 10^{12} \text{ К}$ ) соответствует кваркам и глюонам, которые при этих условиях не связаны в адронах, а образуют кварк-глюонную плазму. Переход между этими состояниями может быть размытым или резким, типа фазового перехода первого рода с критической точкой (рис. 4.11 [20, 21]). Для описания поведения в соответствующей области фазовой диаграммы сжатой барионной материи используются методы квантовой хромодинамики, которые сами являются предметом экспериментальной проверки.

Как и привычная нам электромагнитная плазма (ЭМП), кварк-глюонная может быть идеальной при  $T \gg T_c$  и неидеальной при  $T \approx (1 \div 3)T_c$ . Ответственный за это параметр неидеальности — отношение энергии межчастичного взаимодействия к кинетической энергии — в этом случае имеет вид  $\Gamma = 2Cg^2/(4\pi aT) = 1,5 \div 5$ , где  $C$  — инвариант Казимира ( $C = 4/3$  для кварков,  $C = 3$  для глюонов);  $a \approx 0,5 \text{ фм}$  — межчастичное расстояние  $a \sim 1/T$ ;  $T = 200 \text{ эВ}$ ;  $g \approx 2$  — константа сильного взаимодействия. Множитель два в числителе учитывает магнитное взаимодействие, которое в релятивистском случае того же порядка, что и кулоновское.

Сейчас трудно однозначно сказать, является ли переход к КГП истинным термодинамическим фазовым переходом со скачком плотно-



Рис. 4.11. Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей барийонной материи (представлена на домашней странице NICA)

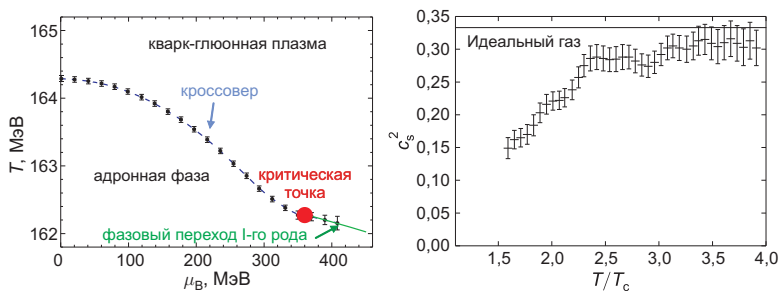


Рис. 4.12. Особенности уравнения состояния кварк-глюонной плазмы [9]. Справа — зависимость скорости звука от температуры. Слева — фазовая граница и критическая точка согласно [22, 23]

сти энергии, либо это резкий, но непрерывный переход [9]. Возможно (рис. 4.12 [9, 10]) при малых значениях барийонной плотности  $\mu_B$  это непрерывный, а при больших  $\mu_B$  — фазовый переход I рода (рис. 4.13). Во всяком случае теория [9] предсказывает в переходной области малое значение скорости звука (см. рис. 4.12), что отражается в доступных для наблюдений гидродинамических аномалиях при релятивистских столкновениях тяжелых ядер. Указанные особенности адиабатической сжимаемости КГП свидетельствуют о более «мягком» ее уравнении состояния при  $T \approx T_c$  и более «жестком» при высоких температурах, а также при  $T \leq T_c$ . В пределе  $T \ll T_c$  уравнение состояния адронной материи становится более «мягким», хотя неопределенность здесь весьма высока, а описание такой материи методами квантовой электродина-

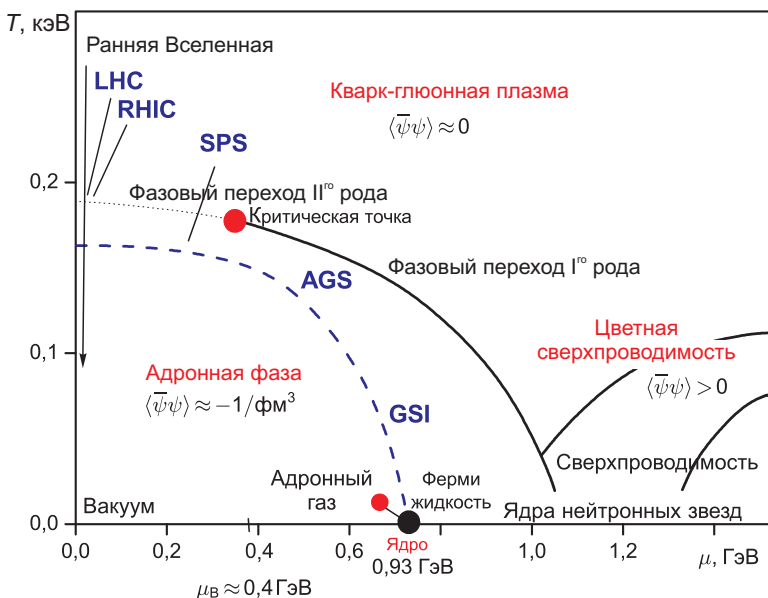


Рис. 4.13. Фазовая диаграмма кварк-глюонной плазмы

мики встречает значительные трудности. В [24] на основе решеточных вычислений делается вывод о появлении магнитных вихрей в КГП.

В условиях эксперимента RHIC продольное лоренцевское сокращение размеров сталкивающихся ядер порядка 100. Характерный объем области  $U + U$  столкновений составляет примерно  $3000 \text{ фм}^3$ , в нем содержится порядка 10 тыс. кварков и глюонов, а характерное время столкновения  $\tau_0 \approx 0,2 \div 2 \text{ фм/с} \approx (5 \div 50) \cdot 10^{-25} \text{ с}$ . По этой причине часть высокоэнергетических процессов происходит, по-видимому, уже в разлетающемся веществе после того, как ядерные сгустки пролетели одни сквозь другие.

Эти эффекты неравновесности растут с увеличением скорости ионных столкновений и являются ограничивающим фактором для изучения сжатого барионного вещества (см. подробнее пп. 2.4.1–2.4.3). Так, характерное время атом-атомных столкновений  $\tau \sim 2R/\gamma$  составляет для ускорителя SPS примерно  $1,5 \text{ фм/с}$ , а для RHIC уже  $0,14 \text{ фм/с}$ .

В работе [9] обращается внимание на то, что рождение быстрых частиц в разлетающейся плазме после ядерных столкновений аналогично рождению новых форм материи после Большого взрыва. Разница, однако, в том, что при ядерных столкновениях расширение одномерно, а не трехмерно, как в космологии.

Во время столкновения и по мере расширения и охлаждения ядерной материи возникающие кварки и глюоны термализуются (время



$\tau_{\text{eq}} \leq 1 \text{ фм/с} \approx 3 \cdot 10^{-24} \text{ с}$ ) и могут прийти в локальное термодинамическое равновесие за время жизни плазмы  $\tau_0 \approx (1 - 2) R/c \approx 10 \text{ фм/с}$ . В этом случае среда придет в гидродинамическое движение, фиксация которого несет экспериментальную информацию о свойствах адронного или кварк-глюонного вещества, а также о границах взаимного перехода, который согласно квантовой электродинамике должен происходить при плотности энергии порядка гигаэлектрон-вольт на кубический фемтометр.

Во всяком случае, считается [25], что гидродинамика начинает работать в опытах на RHIC с времен, больших  $2 \cdot 10^{-24}$  сек, т.е. много меньше чем время пролета частиц сквозь ядро.

Идея применить гидродинамические уравнения для описания релятивистских ионных столкновений принадлежит Л.Д. Ландау (1953 г.). Она оказалась весьма продуктивной для расчета широкого класса столкновительных экспериментов в широком диапазоне энергий. В этом приближении движение вещества при высоких плотностях описывается дифференциальными уравнениями сохранения массы, импульса и энергии, дополненные законами сохранения для зарядовых чисел (полного барионного числа, электрического заряда и странности). Используются также полуэмпирические уравнения состояния ядерной материи [26].

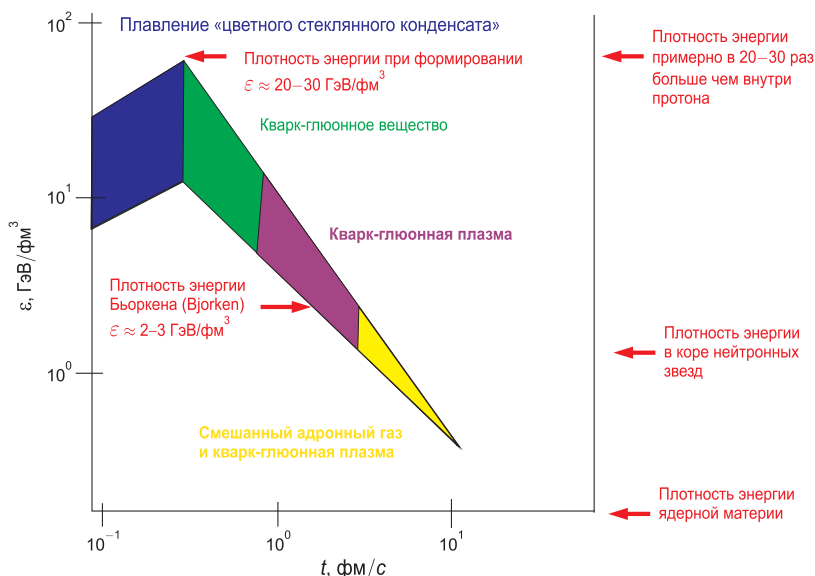
Ясно, что одним из центральных вопросов справедливости гидродинамического приближения является вопрос о термализации ядерной материи при ультрарелятивистских столкновениях.

На рис. 4.14 [9] показаны характерные плотности энергии при ядерных столкновениях в зависимости от времени. Анализ динамики столкновения и разлета показывает, что переход от относительно медленного одномерного к более быстрому трехмерному расширению осуществляется за характерное время порядка 0,3 фм/с. Верхняя часть на рис. 4.14 соответствует предположению, что система находится в термодинамическом равновесии и является идеальным безмассовым газом, а нижняя неравновесным «замороженным» условиям. Ко времени 3 фм/с плазма является смесью кварков, глюонов и адронов, а при 10 фм/с кварки и глюоны объединяются в адроны. Нижний предел достижимых плотностей энергии реализуется при  $t \approx 1 \text{ фм/с}$ , а верхний (безмассовый газ) — при 0,3 фм/с. Общая оценка плотностей энергии имеет вид [9]

$$2\text{--}3 \text{ ГэВ/фм}^3 \leq E \leq 20\text{--}30 \text{ ГэВ/фм}^3.$$

Для сравнения, плотность энергии в нейтронных звездах (см. § 6.2) составляет примерно гигаэлектрон-вольты на кубический фемтометр.

Появление новых степеней свободы в плазме должно отразиться на релятивистской гидродинамике столкновения и разлета, которая



**Рис. 4.14.** Характерные плотности энергии при столкновении ядер в зависимости от времени взаимодействия [9]

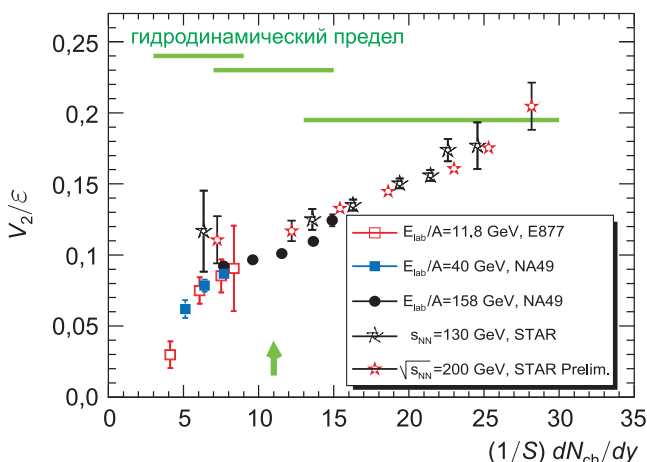
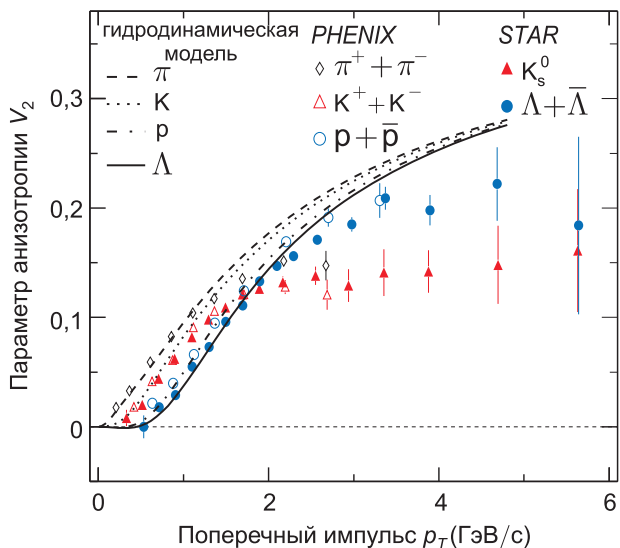
в свою очередь в условиях локального термодинамического равновесия описывается уравнениями вязкой жидкости. Этот формализм упрощается для невязкой жидкости (уравнение Эйлера), а экспериментальное проявление коллективных, связанных с вязкостью эффектов (см. § 4.4) может служить указанием на плазменные эффекты.

Результаты таких сопоставлений для азимутальных компонентов потока  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$  при  $Au + Au$  столкновениях, (200 АГэВ) приведены на рис. 4.15 [27]. Видно, что до энергий порядка 1 ГэВ/фм наблюдается хорошее соответствие расчетов и измерений, которое нарушается при больших энергиях. Это расхождение связывается с появлением КГП. Если учесть в уравнении состояния вызванное появлением этой плазмы уменьшение скорости звука в окрестности  $T \approx T_c$  и соответствующее «умягчение» уравнения состояния, то соответствие результатов расчетов и данных экспериментов улучшится.

Свойства КГП могут проявляться не только в уравнении состояния, но и в особенностях поведения сдвиговой вязкости  $\eta$  в гидродинамическом движении:

$$T_{diss}^{ij} = \eta \left( \frac{\partial v_i}{\partial x^j} + \frac{\partial v_j}{\partial x^i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla v \right) + \zeta \delta_{ij} \nabla v$$

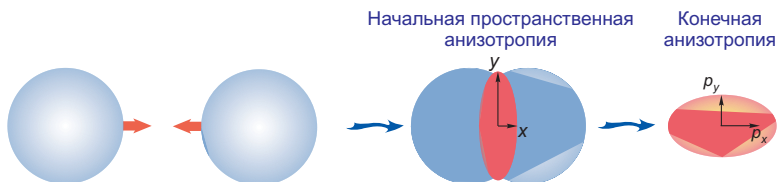
Оказывается, что КГП ведет себя не как газ невзаимодействующих частиц, а как сильновзаимодействующая жидкость с исчезающе малой



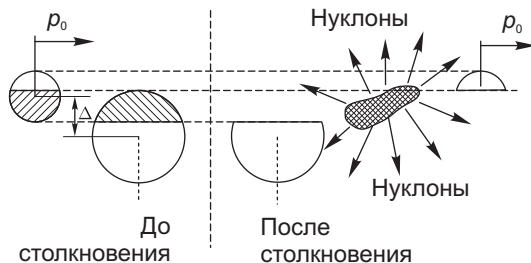
**Рис. 4.15.** Экспериментальное проявление кварк-глюонной плазмы [9]: *a* — результаты измерений STAR и FENIX; *б* — данные работы [27]

вязкостью, которая, однако, имеет нижнее ограничение  $\frac{\eta}{s} \gtrsim \frac{1}{4\pi} \frac{\hbar}{k}$ , следующее из весьма общей теории струн.

Именно с этими эффектами связываются неустранимые в рамках трехмерной нестационарной (3+1D) гидродинамики занижения измеренных на SPS эллиптических скоростей разлета при центральных (рис. 4.16 [28]) и нецентральных (рис. 4.17, 4.18 [29]) столкновениях по сравнению с расчетом и уменьшение этого отклонения с ростом



**Рис. 4.16. Релятивистское столкновение ядер — порождение эллиптических потоков.** Область высоких энергий имеет эллиптическую форму, так что пространственная анизотропия порождает и анизотропию импульсов разлетающейся среды



**Рис. 4.17. Схема нецентральных ядерных столкновений**

прицельного [9] параметра столкновений, что вызвано меньшей эффективностью передачи давления гидродинамическому потоку андронами по сравнению с плазмой. Во всяком случае эксперименту лучше соответствуют (рис. 4.19) данные расчетов идеального невязкого потока по уравнениям Эйлера, чем по уравнениям с вязкой диссипацией.

Любопытно, что при относительно невысоких энергиях эксперименты на RHIC показывают аномалии в диссипации КГП, давая значения эффективной вязкости примерно в 10 раз меньшие, чем это следует по моделям слабонеидеальной дебаевской плазмы. По-видимому [9], это связано с эффектами плазменной неидеальности (см. рис. 4.24, 4.25).

Поразительно, что самая горячая и самая плотная материя из когда-либо встречавшихся в природе превосходит все известные жидкости по степени неидеальности, характеристикой которой служит вязкость среды. Расчеты в теории струн и КХД дают значение вязкости в 10 раз меньшее, чем у сверхтекучего гелия [8]. Вопрос о вязкости и неидеальности носит весьма общий характер и будет рассмотрен в следующем параграфе.

Для экспериментального изучения свойств материи в области взаимодействия необходимо изучение энергетических потерь различных пробных партонов (кварков, глюонов), проходящих через нее [30]. Это аналогично изучению энергетических потерь электронов, проходящих через обычную аморфную среду. Недавние экспериментальные результаты, полученные на SPS и RHIC, ясно показывают, что для соударений тяжелых ионов коллективные свойства среды становятся ре-

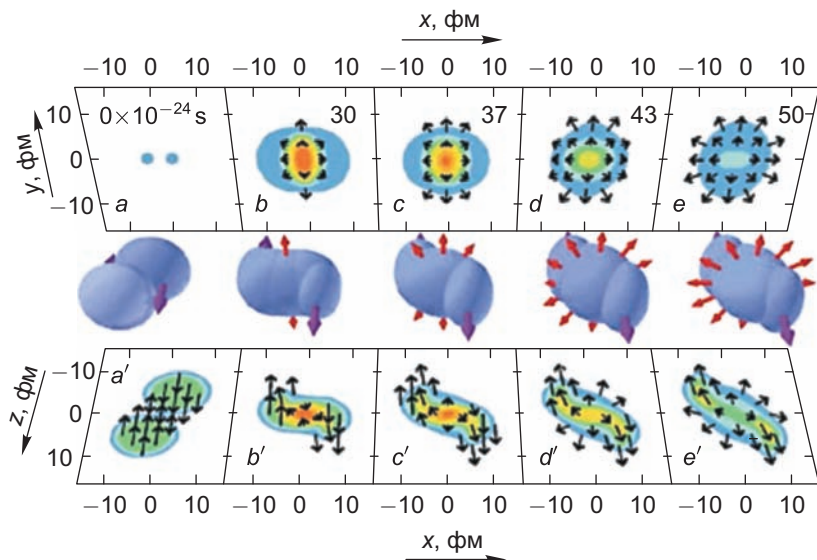


Рис. 4.18. Динамика нецентрального ( $b = 2$  фм) Au+Au столкновения при 2 АГэВ. На плоскости  $xz$  дана скорость движения, по  $xy$  — плотность вещества

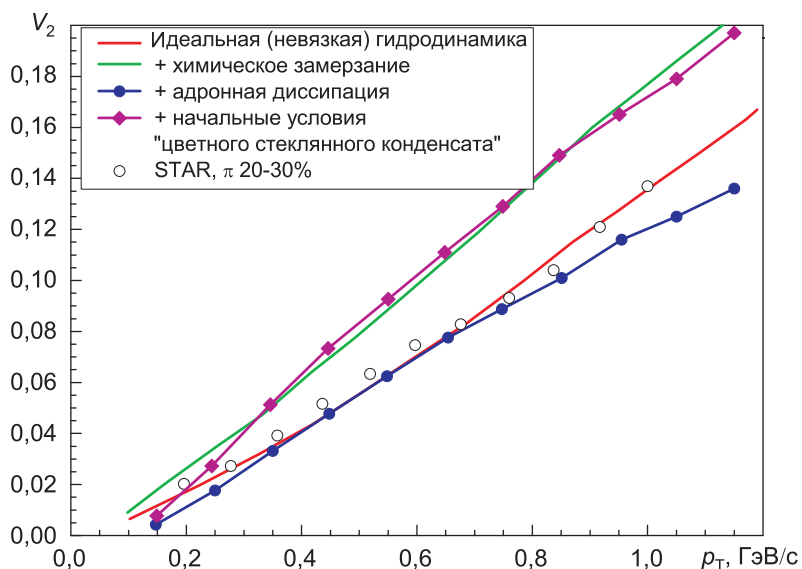


Рис. 4.19. Измеренные (кружки) и рассчитанные скорости разлета в ядерных столкновениях

шающими. Изменяются свойства излучения партонов, энергетические спектры конечных адронов, их корреляции по сравнению с таковыми при протон-протонных соударениях. Индуцированное когерентное

излучение отражает коллективный отклик среды на проникающие в нее партоны. Для самой среды имеет место коллективное движение. Изменяется адрохимический состав рожденных частиц. Эффективными являются как микроскопический, так и макроскопический подходы к теоретическому описанию наблюдаемых явлений в рамках КХД. Механические и термодинамические свойства среды изучаются в рамках гидродинамического описания. Ниже мы опишем оба упомянутых подхода и обсудим соответствующие экспериментальные данные.

Важную информацию о свойствах вещества высокой плотности несут регистрации спектров заряженных адронов, возникающих при столкновениях. Форма спектров заряженных адронов по поперечным импульсам изменяется при  $p_T \approx 3$  ГэВ от экспоненциальной к степенной в соответствии с предсказаниями пертурбативной КХД. Результаты RHIC по одночастичным распределениям в центральных Au-Au соударениях при энергии 200 ГэВ демонстрируют сильное не зависящее от  $p_T$  подавление доли адронов с большими поперечными импульсами ( $p_T > 4$  ГэВ). Измерения покрывают интервал по  $p_T$  вплоть до его значения в 20 ГэВ. Измеренная большая недостача частиц с большим поперечным импульсом указывает на энергетические потери партонов в среде. Она отвечает так называемому эффекту подавления (гашения) струй, проявляющемуся в смягчении спектра адронов, полученного из партонов в условиях среды, по сравнению со спектром в вакууме. Таким образом, фактор подавления является мощным средством для определения плотности среды.

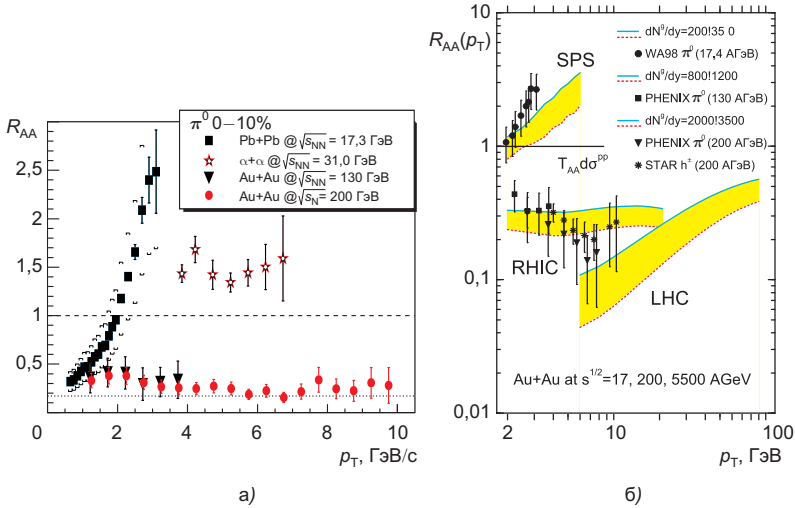
Мы видим, что эффекты подавления струй, образующихся при релятивистском столкновении ядер содержат информацию о свойствах ударно-сжатого вещества и о возникновении КГП. По порядку величины это подавление определяется радиационными потерями глюонов, в то время как вклад упругих потерь невелик.

Результаты такой «томографии» для экспериментов PHENIX приведены на рис. 4.20, *a* [9] и показывают, что для объяснения наблюдаемого подавления струй начальная приведенная плотность  $dN^g/dy$  глюонов должна быть равна  $1000 \pm 200$ . Эти значения находятся в разумном соответствии с другим набором независимых измерений [9]:

а) со значениями начальной энтропии, определяемой по разлету плазмы после столкновения;

б) с начальными параметрами плазмы, следующими из гидродинамических расчетов «эллиптических» потоков;

в) с рассчитанными методами квантовой электродинамики значениями темпа изменения плотности.



**Рис. 4.20. Эффекты подавления струй.** *а* — результаты подавления потоков  $\pi^0$ , зарегистрированных на PHENIX, RHIC в сравнении с более ранними наблюдениями на ISR и SPS. *б* — результаты измерения на SPS, RHIC и LHC,  $R_{AA} = dN_{AA}/T_{aa}(b)d\sigma_{pp}$ , в сравнении с моделями радиационных энергопотерь [9]

Эти данные позволяют найти начальную плотность энергии при релятивистских столкновениях:

$$E_0 = E(1/\rho_0) \approx (\rho_0^2/\pi R^2) \cdot (dN^g/dy) \approx 20 \text{ ГэВ/фм}^3 \approx 100 E_a$$

при характерном моменте глюона (1,0–1,4 ГэВ), который, в свою очередь, определяет время формирования  $\hbar/P_0 \approx 0,2$  фм/с первичной неравновесной КГП. В этих условиях необходимое для применения гидродинамики локальное термодинамическое равновесие наступает при

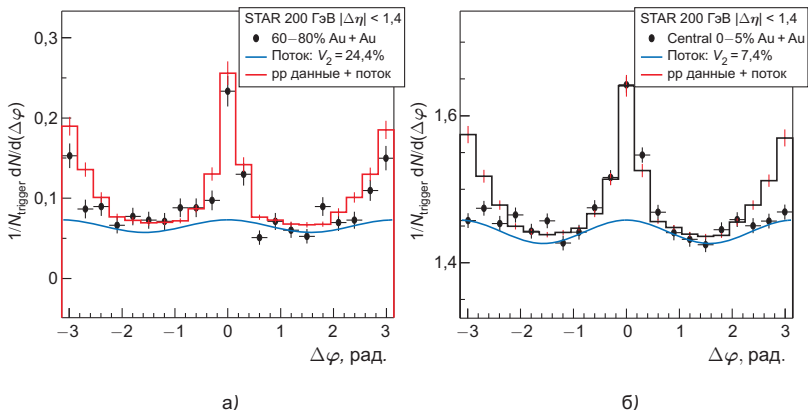
$$\tau_{eq} \approx (1 \div 3) B/P_0 < 0,6 \text{ фм/с.}$$

К этому времени температура составит

$$T(\tau_{eq}) \approx [\varepsilon_0/(1 \div 3) \cdot 12]^{1/4} \approx 2T_c.$$

По одной из моделей [9] при  $P_0 \approx 2,0 \div 2,2$  ГэВ число мини-струй должно быть порядка 1000.

Более детальные данные о свойствах плазмы позволяет получить изучение корреляции между вторичными частицами путем фиксации коррелированных двойных струй при ядерных столкновениях (рис. 4.21). Показано [30], что как двухчастичные, так и трехчастичные корреляции демонстрируют два противоположенных струеподобных пика (двуструйные переходы). С теоретической точки зрения струи рассматриваются в первом приближении как остаточные проявления



**Рис. 4.21.** Сильно коррелированные обратные струи в экспериментах STAR, RHIC [9] по столкновению Au+Au (а) сравниваются с p+r и нецентральными столкновениями с моноструями при центральных Au+Au столкновениях (б)

жесткого рассеяния кварков и глюонов. Соответствие характеристик этих струй, полученных в разных условиях (центральные и периферийные столкновения, протоны и золото), рассматривается [9] как существенный аргумент в пользу применимости методов квантовой хромодинамики и образования КГП.

Таким образом, наблюдаемые явления подавления струй при ядерных столкновениях дают возможность определять плотность энергии ядерного вещества и по анализу энергопотерь струй при их движении через кварк-глюонную плазму сделать выводы о сильном коллективном взаимодействии (неидеальности) такой плазмы.

Многочастичные корреляции и полностью (калориметрически) реконструированные струи являются главным объектом, на который направлены недавние усилия в изучении протон-протонных и ядерно-ядерных соударений. Первые результаты для полностью реконструированных струй в соударениях протон-протонных, Cu-Cu, и Au-Au ясно демонстрируют уширение струй в кварк-глюонной среде.

Еще одним проявлением КГП было наблюдение совершенно новых топологий событий в ядерно-ядерных соударениях, названных соответственно хребтом и двугорбым событием [30]. В центральных событиях триггерная струя оказывается расположенной на пьедестале (хребте), простирающемся на широком интервале псевдобыстрот и быстро спадающем в азимутальном направлении. Наличие хребта не зависит от наличия струйного пика. Характеристики этого пика совпадают с общими характеристиками рожденных частиц, однако спектр частиц в хребте несколько жестче. Появление хребта не связано с частицами в струйных конфигурациях. В периферических соударениях и при больших  $p_T$  триггерной частицы хребет исчезает. Как большая псев-



добыстротная протяженность хребта, так и наличие больших широких кластеров, выявляемых двухчастичными корреляциями, указывают на важную роль коллективных эффектов.

Пик на азимутальном угле  $\delta\varphi = \pi$  в антитриггерном (дальнем) направлении, наблюдаемый в протон-протонных соударениях, в  $\text{Au-Au}$ -соударениях заменяется широкой антитриггерной структурой. В большинстве центральных событий ясно различимы два симметричных максимума (горба) при  $\delta\varphi = \pi \pm 1,1$ . Положение пиков практически не зависит от поперечных импульсов триггерной и ассоциированной частиц. Два горба, по-видимому, сливаются в один широкий горб при больших  $p_T$  триггера ( $6 < p_T^{\text{trig}} < 10$  ГэВ). Это означает, что антитриггерная струя, спрятанная между двумя горбами, снова становится видимой, как и должно происходить в случае среды конечного размера, где партон с большим  $p_T$  выходит из среды и формирует струю. Струи, генерированные тяжелыми кварками, обладают похожими качественными свойствами (хотя и измеренными на меньшей статистике). Эти особенности наблюдаются как при двухчастичных, так и трехчастичных корреляциях. Существование таких особенностей, несомненно, связано с коллективными свойствами среды.

Из интересных гидродинамических явлений особенно отметим весьма элегантную и красивую идею Штокера [31] об образовании конических маховских ударных волн (рис. 4.22), по свойствам которых можно судить о характеристиках сжатого ядерного вещества.

Поиск и изучение физических свойств КГП являются сейчас предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований во многих лабораториях мира. Эти работы, несомненно, получат новый импульс после ввода в действие Большого адронного коллайдера в результате реализации проектов FAIR и NICA (см. пп. 2.4.2, 2.4.3).

Между кварк-глюонной плазмой и обычной плазмой, из которой состоит (98–99)% видимой Вселенной и которая называется электромагнитной плазмой, много различий и много общего. Интенсивность межчастичного взаимодействия в электромагнитной плазме опи-

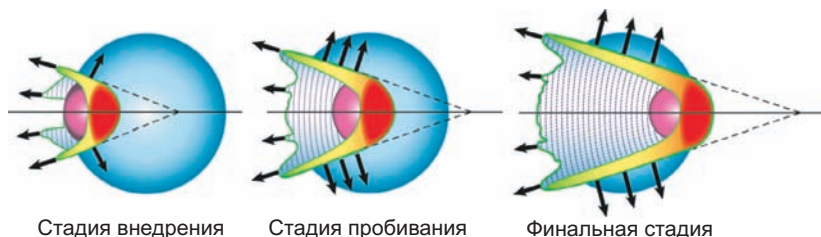


Рис. 4.22. Образование маховских ударных волн в ядерном веществе при столкновении легкого ядра (слева) и «тяжелого»

сывается (см. лекцию 2) параметром неидеальности  $\Gamma_{\text{ЕМ}} = \frac{z^2 e^2 n^{1/3}}{kT}$ . В случае кварк-глюонной плазмы соответствующий параметр имеет вид  $\Gamma_{\text{СҚР}} = \frac{\alpha_s}{1 - \gamma} \frac{\hbar}{lmc}$ ,  $\alpha_s$  — константа связи порядка 0,3–0,5. Режим сильной неидеальности в этом случае соответствует не слишком высоким температурам  $T \sim (1 - 2)T_c$ , выше которых работает, по-видимому, пертурбативный режим.

Кварк-глюонная плазма в отличие от ЭМП является релятивистской или ультрарелятивистской. Это различие в релятивизме проявляется не только в кинематике движения, но и в том, что в нерелятивистской КГП присутствуют только частицы, число которых сохраняется, а в релятивистской — и античастицы, но сохраняется число лептонов. Плотность частиц больше не является адекватной характеристикой, на смену ей вводят плотность барионов и «странных» (strange) частиц.

Увеличение доли различных частиц при больших поперечных импульсах по сравнению с очень сильным подавлением пионов наблюдалось в атом-атомных соударениях. Таким образом, адрохимический состав в атом-атомных и протон-протонных соударениях различен. Это рассматривается как проявление кварк-глюонной плазмы (или, более общо, как эффект преадронного состояния). При  $p_T > 2$  ГэВ нейтральные пионы и  $\nu$ -мезоны сильно подавлены (порядка 5 раз) в центральных атом-атомных соударениях по сравнению с протон-протонными соударениями.

Примечательно, что при очень малых поперечных импульсах ( $p_T < 0,5$  ГэВ) вторичных частиц их доли (различные для разных частиц) являются одинаковыми для протон-протонных, атом-атомных соударений и даже  $e^+e^-$ -соударений и не зависят от начальной энергии, как и ожидается исходя из универсальности когерентных процессов для длинноволновых глюонов.

В ЭМП большая разница масс электронов и ионов приводит к различной их динамике и кинетике, определяя, в частности, разницу электронных и ионных температур в релаксационных процессах. В КГП также есть тяжелые («очарованные» (charm), верхние и нижние) частицы, число которых, однако, меньше, чем легких кварков и глюонов, и их время жизни короче. Поэтому вклад тяжелых кварков в динамику КГП мал. КГП описывается квантовой хромодинамикой, а ЭМП — квантовой электродинамикой. Последняя теория в отличие от хромодинамики является абелевой. В квантовой хромодинамике глюоны не только переносят цветовой заряд, определяя взаимодействия кварков между собой и с антикварками, но и взаимодействуют друг с другом. В отличие от фотонов глюоны дают вклад в плотность цвета заряда и в цветовой ток.

Наиболее общая черта КГП и ЭМП состоит в коллективном характере межчастичного взаимодействия. Радиус эффективного электромагнитного взаимодействия, несмотря на экранирование, обычно много больше межчастичного расстояния, так что в дебаевской сфере находится много частиц и их движение сильно коррелировано. Квантовая электродинамика дает соответствующее дебаевскому решение,  $\Phi(r) = (q/\tau)e^{-m_D^2 r}$ , в котором дебаевская масса (выполняющая роль дебаевского радиуса в атомной системе единиц)  $m_D^2 = e^2 T/3$  порядка  $(qT)^2$ , где  $q$  — константа квантовой электродинамики. Так как в этой теории плотность частиц порядка  $T^3$ , то число частиц в сфере Дебая порядка  $1/q^3$  в пределе слабого сжатия ( $1/q \gg 1$ ). Интересно, что псевдопотенциал межчастичного взаимодействия одинаковых зарядов в КГП может в ряде случаев становиться притягивающим. Характерный для ЭМП и КГП дальнедействующий характер межчастичных взаимодействий приводит к важной роли коллективных эффектов, таких как экранирование, плазменные колебания, неустойчивость и т. п.

В отличие от опытов с ЭМП, где используются внешние электромагнитные или гравитационные поля, для КГП внешние поля необходимой интенсивности трудно себе представить и при релятивистских столкновениях важны только самоиндуцированные поля.

Описания динамики ЭМП и КГП также имеют существенные отличия. В электромагнитной плазме при соответствующих временных ограничениях широко используется ( $m_i \gg m_e$ ) двухжидкостная (электронно-ионная) модель с различными электронной и ионной температурами. Условие локальной электронейтральности препятствует заметному разделению зарядов, что приводит к уравнениям магнитной гидродинамики, где движение плазмы происходит под действием градиентов давления и магнитного поля.

В КГП нет такого магнитогидродинамического аналога, так как каждый кварк или глюон может нести разнополярные цветовые заряды. Поэтому по достижении локального термодинамического равновесия различные цветовые компоненты будут иметь одинаковые температуры и скорости. Кроме того, кварк-глюонная система становится нейтральной по цвету еще до достижения локального термодинамического равновесия. В случае КГП реализуется гидродинамика нейтральной жидкости без хромодинамических полей. Разумеется, в отсутствие локального термодинамического равновесия применяются более сложные кинетические уравнения с теми или иными формами столкновительного члена [9].

Для замыкания уравнений движения, выражающих законы сохранения массы, импульса и энергии, необходимо использовать уравнения

состояния. Для простейшего случая идеального ультрарелятивистского газа безмассовых частиц принимают  $E_{(x)} = 3p(X)$ .

Многие типичные для ЭМП гидродинамические и кинетические плазменные неустойчивости, по-видимому, могут проявляться в КПП, хотя наблюдать их в этом случае крайне затруднительно. Однако с развитием этих возмущений связывают малое (не более 1 фм/с) измеренное время термализации КПП и эффект подавления струй при релятивистском столкновении ядер.

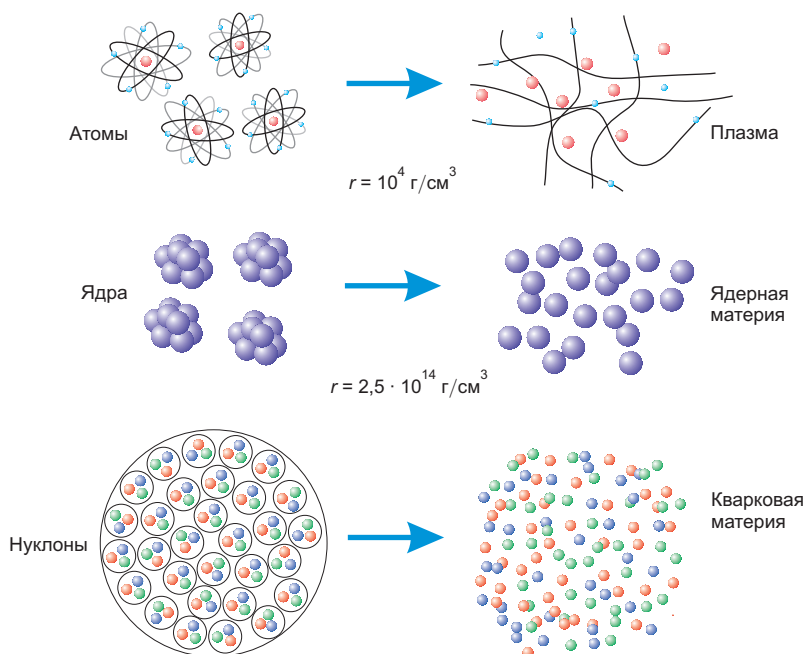
Наблюдаемые в экспериментах быстрая термализация вещества, параметры эллиптических потоков, спектр вылетающих частиц, подавление струй и малая вязкость связываются с неидеальностью КПП, находящейся недалеко от границы деконфайнмента. Приведенная выше оценка параметра неидеальности  $\Gamma \approx 1,5 \div 5,0$  может быть на порядок больше из-за учета высших членов в потенциалах взаимодействия. Это, в свою очередь, может вызвать плазменный фазовый переход, подобно тому, который наблюдается в нерелятивистской сильнонеидеальной плазме [32, 33].

Эффекты плазменной неидеальности, выявленные для сжатой ЭМП, используются для анализа поведения вязкости, сечений, столкновений и тормозной способности КПП. Поскольку в КПП отношение длины Ландау ( $\Gamma_c \sim q^2/E$ ) к дебаевскому радиусу изменяется от единицы до пяти, это увеличивает сечение рассеяния в 2–9 раз, что снижает длину пробега  $\lambda$  и, следовательно, вязкость ( $\eta \sim \lambda$ ) тоже на порядок величины (см. следующий параграф). Это соответствует измеренным параметрам эллиптических потоков и спектрам частиц при столкновении ядер, а также зафиксированному росту столкновительных потерь.

Любопытные аналогии возникают между сильнонеидеальной КПП и сильнонеидеальной пылевой плазмой [33]. И в том, и в другом случае речь идет, по-видимому, о неньютоновской жидкости, сдвиговая вязкость которой зависит от скорости движения. Кроме того, КПП обладает чертами наножидкости. Так, начальный размер КПП сразу после столкновения составляет примерно 10 фм, т. е. 20 межчастичных расстояний, что отличает такую систему от сплошной среды. Это также характерно для неидеальной пылевой плазмы.

В заключение приведем схему трансформации вещества при высоких плотностях энергии (рис. 4.23), которая в определенном смысле продолжает выводы п. 2.2.4 об упрощении вещества при движении в область экстремально высоких давлений и температур.

Мы видим, что эксперименты по релятивистскому соударению тяжелых ионов (SPS, RHIC) стали источником бесценной информации о новой области физики — физики кварк-глюонной среды. Эти эксперименты показали, что ядерные соударения нельзя рассматривать как



**Рис. 4.23. Трансформация вещества при высоких плотностях энергии**

аддитивную суперпозицию протон-протонных соударений — в динамике тяжелых ионов необходимо учитывать коллективные свойства среды. Об этом свидетельствует наличие анизотропных потоков, гашения струй, таких специального вида корреляций, как хребет и двугорбые события и многое, что мы обсудили выше.

Теоретическое понимание эволюции среды потребовало полномасштабного привлечения КХД для обсуждения таких явлений, как конденсат цветного стекла, глазма, термализация, кварк-глюонная плазма, адронизация, и многих других. Отметим, что методами физики конденсированного состояния описывается модификация энергетических потерь партонов в веществе вследствие эффектов длины формирования и коллективного отклика среды (хромопроницаемость) в результате ее поляризации. Для описания коллективного поведения этой среды широко применялась гидродинамика.

Многие физики готовятся к достижению следующего энергетического рубежа на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН [8]. Ожидается, что скоро начнутся эксперименты по наблюдению столкновений ядер свинца при суммарной энергии свыше 1 млн ГэВ. В мини-взрывах, которые будут происходить на LHC кратковременно будет достигаться в несколько раз большая плотность энергии, чем в столкновениях на

RHIC, а температуры будут намного превышать  $10^{13}$  К. Специалисты смогут смоделировать и изучить условия, которые существовали в течение самой первой микросекунды после Большого взрыва.

Чрезвычайно интересен вопрос, сохранится ли обнаруженное на RHIC сходство с жидкостью при более высоких температурах и плотностях энергии, которые будут получены на LHC [8]. Ряд теоретиков полагают, что сила, действующая между кварками, станет слабой, как только их средняя энергия превысит 1 ГэВ, и что кварк-глюонная плазма все же начнет себя вести, как газ. Другие исследователи не разделяют такого мнения. Они утверждают, что при более высоких энергиях КХД-сила убывает недостаточно быстро, и поэтому кварки и глюоны останутся сильно связанными, словно молекулы жидкости.

#### 4.4. Вязкость и межчастичное взаимодействие

Как мы видели выше, одним из неожиданных и ярких результатов, полученных на ускорителе RHIC, состоит в том, что сильно сжатая кварк-глюонная плазма с  $p \approx 10^{30}$  бар, температурой  $T \approx 10^{12}$  К и плотностью  $\rho \sim 10\rho_0 \approx 10^{15}$  г/см<sup>3</sup> ведет себя не как газ кварков и глюонов, а как жидкость, вязкость которой исчезающе мала ( $\eta/s \sim (0,08 \div 0,24)$ ). По-видимому, это является отражением весьма общих фундаментальных свойств взаимодействующего ансамбля частиц, который в пределе сильного межчастичного взаимодействия ведет себя как невязкая идеальная жидкость [25].

Эта особенность присуща обширному классу физических объектов чрезвычайно различной природы в крайне широком диапазоне параметров — 18 порядков по температуре и 25 порядков по плотности [34, 35]. Речь идет о релятивистской сверхсжатой кварк-глюонной плазме с  $T \approx 10^{12}$  К [25], о веществе в ранней Вселенной, о вязкости изотопов гелия, молекулярных и атомных жидкостях, о пылевой плазме [36], об электронах в металлах и полупроводниках, графене, черных дырах и ферми-газе ультрахолодных ( $T \approx 10^{-6}$  К) атомов лития в оптических ловушках.

Во всех этих классических и квантовых системах сильное (коллективное) межчастичное взаимодействие проявляется как резкое уменьшение сдвиговой вязкости, которое в этих случаях служит средством диагностики, выполняя роль сигнала, свидетельствующего о коллективном поведении сильнокоррелируемой системы. Важно, что такое поведение вязкости фактически не зависит от модели и является «непертурбативным».

Понятие идеальной жидкости соответствует макроскопической системе, находящейся в локальном термодинамическом равновесии и имеющей исчезающе малую сдвиговую вязкость  $\eta = \rho v^2 \tau$ . С макро-

скопической точки зрения вязкость описывает значение сопротивления среды ее движению. С микроскопической — является характеристикой интенсивности взаимодействия между различными элементами среды. Можно сказать [25], что вязкость отражает неспособность среды передавать количество движения соседним участкам. Она отражает локальные отклонения от полного равновесия, что порождает трение и торможение потока.

Сдвиговая вязкость описывает, как возмущения распространяются по среде через взаимодействия. Передача возмущений будет более интенсивной, так как взаимодействия тем сильнее, чем ниже вязкость жидкости. В другом предельном случае идеального газа невзаимодействующих частиц сдвиговая вязкость имеет конечное значение.

Дело в том, что вязкость пропорциональна среднему времени между столкновениями частиц и плотности энергии системы  $E$ . Плотность энтропии  $S$  пропорциональна плотности частиц  $N$  так, что  $\frac{\eta}{S} \sim \frac{\tau \varepsilon}{k}$ , где  $\varepsilon$  — энергия на одну частицу. Поскольку межчастичное взаимодействие уменьшает  $\tau$ , это приводит к уменьшению  $\eta$ . Согласно принципу Гейзенберга  $\eta \varepsilon \gtrsim \hbar$  и  $\frac{\eta}{S} \sim \frac{\hbar}{k}$  так, что концентрация идеальной жидкости с  $\eta = 0$  противоречит квантовой механике.

Исходя из аргументов, основанных на анализе соотношений Гейзенберга, калибровочной теории, теории струн и голографическом принципе, развитом для описания гравитации, в элегантной работе [34] получена нижняя оценка вязкости, — весьма малая величина:

$$\left(\frac{\eta}{S}\right) = \frac{1}{4\pi} \frac{\hbar}{k} \approx 6,08 \cdot 10^{-13} \text{ К} \cdot \text{с}.$$

В основе этой оценки лежит расчет распространения возмущений методами калибровочной теории, в рамках которой рассматривается распространение гравитона в многомерном пространстве из одной точки границы, его отражение от черной дыры в антидеситтеровском пространстве и возвращение гравитона назад на границу. При этом сечение отражения гравитона оказывается близким в площади горизонта черной дыры, а вязкость пропорциональна площади горизонта. При этом используется предложенная Хокингом аналогия между физикой черной дыры и термодинамикой. Рассматривается гравитационная теория суперструн на 10-мерной «черной» мембране, которая имеет аналогии в гидродинамике. Голографический принцип (Ads/CFT) сводит это многомерное рассмотрение к пространству меньших размерностей. При этом энтропия «черной» мембраны оказывается пропорциональной площади горизонта событий  $S = \frac{A}{4G}$ , откуда следует оценка нижнего предела вязкости.

В работе [35] методы теории струн, развитой для сильно взаимодействующих систем, были применены к описанию «дуальных» слабовзаимодействующих ансамблей. Было показано, что  $\eta/S$  должно иметь ненулевой минимум  $\frac{\eta}{S} \gtrsim \frac{1}{4\pi} \frac{\hbar}{k}$ . Это соотношение связывает гидродинамику и термодинамику сильно взаимодействующих систем. Конкретные расчеты сдвиговой вязкости релятивистского газа адронных резонансов, пертурбативные и решеточные расчеты не противоречат этой граничной оценке.

С использованием хиральной теории возмущений [37], было показано, что вязкость  $\eta/S$  монотонно падает с ростом  $T$  (ростом степени корреляции в системе) и достигает минимума около температуры фазового перехода КГП. Такое поведение  $\eta/S$  само по себе может быть указанием о фазовом переходе в сильнокоррелирующей системе. Вывод о минимуме  $\eta/S$  при фазовом переходе к КГП содержится в [38], где методами ультрарелятивистской молекулярной динамики, показано что разлет и охлаждение файерболла сопровождается ростом  $\eta/S$ . Монотонный рост этого параметра получен для КГП с увеличением  $T$ .

Как мы видели в § 4.3, эксперимент ясно показывает формирование вызванных высоким давлением плазмы «эллиптических» потоков (см. рис. 4.16, 4.19) в нецентральных столкновениях, которые уверенно воспроизводятся гидродинамическими расчетами столкновений. Это является так же подтверждением описания релятивистских столкновений методами механики сплошной среды в условиях локального термодинамического равновесия.

При движении в плотной КГП струи испытывают поглощение (подавление), свидетельствующее о сильной непрозрачности для них кварк-глюонной среды [25]. Интересно, что поскольку фотоны не подвержены сильному взаимодействию — они практически не поглощаются КГП, поэтому могут нести информацию о температуре КГП, которая оказалась [25] в пределах 300–600 МэВ, что много больше температуры фазового перехода к КГП  $T_c \approx 170$  МэВ.

Эти данные — о подавлении струй и об эллиптических потоках, — могут быть описаны в предположении исчезающе малой вязкости, не намного превосходящей ее нижнюю оценку  $\frac{\eta}{S} \gtrsim \frac{1}{4\pi} \frac{\hbar}{k_B}$ .

Экспериментальные данные по вязкости сильнонеидельных пылевой плазмы (рис. 4.24 [39]) и ударно-сжатой электрон-ионной плазмы (рис. 4.25 [39]) показывают падение  $\eta/S$  с ростом неидеальности (корреляции) в системе.

Результаты столкновительных опытов показывают, что они близки к режиму слабой асимптотической свободы, в котором квантовая хромодинамика предсказывает экранирование цветовых зарядов на ма-



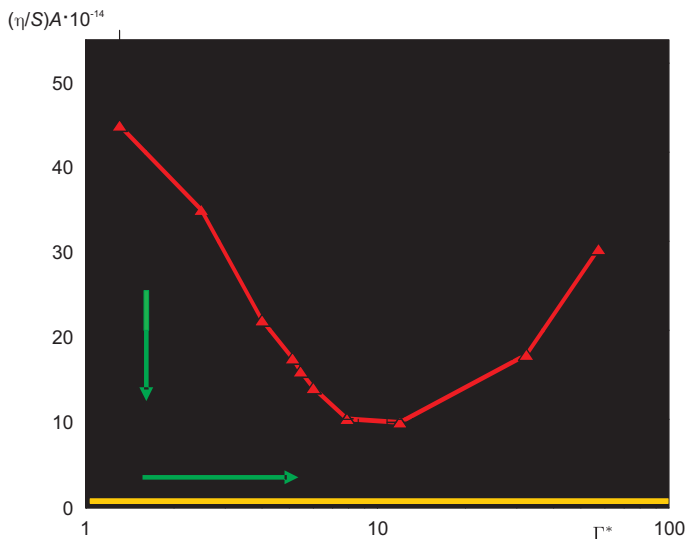


Рис. 4.24. Зависимость вязкости от параметра неидеальности для пылевой плазмы

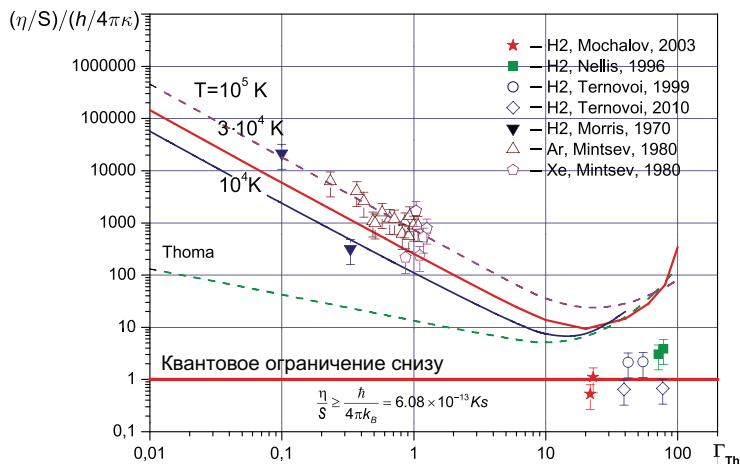


Рис. 4.25. Вязкость ударно-сжатой электрон-ионной плазмы

лых расстояниях. Весьма содержательной может быть обсуждавшаяся в § 4.3 аналогия между дебаевским экранированием кулоновских зарядов в электромагнитной плазме и цветовым экранированием в кварк-глюонной плазме.

Отметим здесь еще раз склонность сильно взаимодействующих систем к фазовым переходам, когда вызывающая упорядочение энер-

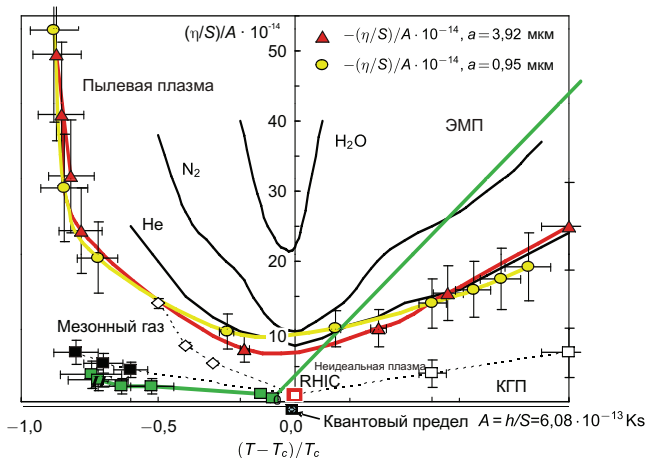


Рис. 4.26. Вязкость различных сред в безразмерных переменных

гия межчастичного взаимодействия значительно превосходит разупорядочивающую тепловую энергию. Во всех этих случаях реализуется сильное коллективное межчастичное взаимодействие, приводящее в появлении новых фазовых состояний [33].

Обсуждаемая выше кварк-глюонная плазма является показательным примером такого рода фазовых превращений. Соответствующие исследования будут проводиться в рамках международного проекта FAIR (см. п. 2.4.2).

В заключение этого раздела приведем данные по  $\eta/S$  для гелия, азота, воды, барионного вещества в опытах на RHIC, кварк-глюонной плазмы и мезонного газа, в зависимости от приведенной температуры (рис. 4.26 [25]). Видно, что КГП обладает наименьшей сдвиговой вязкостью.

## Литература

1. **Фортов В.Е., Хоффманн Д., Шарков Б.Ю.** Интенсивные ионные пучки для генерации экстремальных состояний вещества // УФН. 2008. Т. 178. № 2. С. 113.
2. **Окунь Л.Б.** Лептоны и кварки. — 2-е изд. М.: Наука, 1990.
3. **Гинзбург В.Л.** О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995.
4. **Новиков И.Д.** Отзвуки Большого взрыва (наблюдения реликтового излучения) (Сессия РАН 28.02.2001) // УФН. 2001. Т. 171. № 8. С. 859.
5. **Рубаков В.А.** Иерархии фундаментальных констант (к пунктам 16, 17 и 27 из списка В.Л. Гинзбурга) // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 407.

6. **Рубаков В.А.** Большие и бесконечные дополнительные измерения // УФН. 2001. Т. 171. № 9. С. 913.
7. **Мангано М.Л.** Квантовая хромодинамика и физика адронных столкновений // УФН. 2010. V. 180. № 2. P. 113–138.
8. **Райорден М., Зейц У.** Первые микросекунды // В мире науки. 2006. № 8. С. 21.
9. **Gyulassy M., McLerran L.** New forms of QCD matter discovered at RHIC // Nucl. Phys. A. 2005. V. 750. № 1. P. 30–63.
10. **Ядерный синтез с инерционным удержанием** / под ред. Б.Ю. Шаркова. М.: Физматлит, 2005.
11. **Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е.** Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. № 3. С. 395.
12. **Kruer W.L.** The Physics of Laser Plasma Interaction. Reading MA: Addison-Wesley. 1988.
13. **Adzeni S., Meyer-ter-Vehen J.** The Physics of Inertial Fusion. Oxford: Clarendon Press. 2004.
14. **Lindle I.** Inertial Confinement Fusion. N.Y.: Springer, 1998.
15. **Месяц Г.А.** Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004.
16. **Ударно-волновые явления в конденсированных средах** / Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортвов. М.: Янус-К, 1996.
17. **Glendenning N.** Compact Stars, Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity. N.Y.: Springer, 2000.
18. **Троицкий С.В.** Нерешенные проблемы физики элементарных частиц // УФН. 2012. V. 182. № 1. P. 77–103.
19. **Frontiers in High Energy Density Physics** / Ed. by D. Henderson. Washington: National Research Council, Nat. Acad. Press. 2003.
20. **NICA.** <http://theor.jinr.ru/twiki/cgi/view/NICA>.
21. **Blaschke D. et al. (Eds).** Searching for a QCD mixed phase at the Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA white paper). 2009.
22. **Fodor Z., Katz S.D.** Critical point of QCD at finite T and  $\mu$ , lattice results for physical quark masses // Journal of High Energy Physics. 2004. V. 2004. № 04. P. 050.
23. **The QCD Equation of State at Finite  $T, \mu$  on the Lattice** / F. Csikor, G.I. Egri, Z. Fodor et al // Prog. Theor. Phys. Supp. 2004. № 153. P. 93–105.
24. **Chernodub M.N., Nakamura A., Zakharov V.I.** Manifestations of magnetic vortices in the equation of state of a yang-mills plasma // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 074021.
25. **Jacak B., Steinberg P.** Creating the perfect liquid in heavy-ion collisions // Physics Today. 2010. V. 63. № 5. P. 39–43.
26. **Фортвов В.Е.** Уравнения состояния вещества. М.: Физматлит, 2013.
27. **Directed and elliptic flow of charged pions and protons in  $Pb + Pb$  collisions at 4A and 158A GeV** / C. Alt, T. Anticic, B. Baatar et al // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. № 3. P. 034903.
28. **Ollitrault J.Y.** Anisotropy as a signature of transverse collective flow // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. № 1. P. 229–245.

29. **The CBM Physics Book** / Ed. by B. Friman, C. Höhne, J. Knoll et al 1 edition. Springer, 2010. V. 814 of Lecture Notes in Physics.
30. **Дремин И.М., Леонидов А.В.** Кварк-глюонная среда // УФН. 2010. Т. 180. № 11. С. 1167–1196.
31. **Shock waves in nuclear matter — proof by circumstantial evidence** / H. Stocker, J. Hofmann, J.A. Maruhn, W. Greiner // Progress in Particle and Nuclear Physics. 1980. V. 4. P. 133–195.
32. **Фортов В.Е.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.
33. **Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.** Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004.
34. **Kovtun P., Son D.T., Starinets A.O.** Holography and hydrodynamics: diffusion on stretched horizons // Journal of High Energy Physics. 2003. V. 2003. № 10. P. 064.
35. **Kovtun P., Son D.T., Starinets A.O.** Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 111601.
36. **Пылевая плазма (эксперимент и теория)** / О.С. Ваулина, О.Ф. Петров, В.Е. Фортов и др. М.: Физматлит, 2009.
37. **Cremonini S.** The Shear Viscosity to Entropy Ratio: A Status Report // Mod. Phys. Lett. 2011. V. B25. P. 1867–1888.
38. **Demir N., Bass S.A.** Shear-viscosity to entropy-density ratio of a relativistic hadron gas // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 172302.
39. **Viscosity of a strongly coupled dust component in a weakly ionized plasma** / V.E. Fortov, O.F. Petrov, O.S. Vaulina, R.A. Timirkhanov // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 055002.

## ФИЗИКА СИЛЬНОСЖАТОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ПЛАЗМЫ

Термодинамические свойства сжатого и разогретого вещества, находящегося в ионизированном — плазменном состоянии, всегда представляли большой интерес с принципиальной и прикладной точек зрения. Плотная горячая плазма является наиболее распространенным состоянием вещества во Вселенной — на ее долю приходится более 95 % видимой нами материи, находящейся в звездах, планетах и экзопланетах [1, 2].

С повышением температуры газа происходит диссоциация нейтральных частиц. Такую плазму иногда называют электромагнитной (в отличие от кварк-глюонной, см. лекцию 4), подчеркивая ведущую роль в ней кулоновского межчастичного взаимодействия. Дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия проявляется в обширной области параметров состояния вещества. Эта же особенность кулоновского потенциала вызывает трудности при теоретическом описании [3], не позволяя применить для плазмы обычный аппарат статистической теории газов ввиду расходимости соответствующих интегралов.

Описание теплофизических свойств плазмы требует корректного учета сильного коллективного межчастичного взаимодействия, эффектов вырождения, правильного разделения дискретного и непрерывного энергетических спектров, учета эффектов термической и плотностной ионизации и других сложных явлений в сжатой и разогретой химически реагирующей многокомпонентной среде. Эти явления определяют поведение вещества в обширной части фазовой диаграммы, занимая область от твердого тела и жидкости до нейтрального газа, покрывая фазовые границы плавления и кипения металлов, а также область перехода металл–диэлектрик. Последняя проблема сейчас получила значительное развитие в экспериментах по многократному (квазиизоэнтропическому) ударно-волновому сжатию диэлектриков и их металлизации в мегабарном диапазоне давлений, по электровзрыву проводников импульсным током, а также по диэлектризации сильно сжатых металлов [1, 2].

Сегодня изучение сильно сжатых кулоновских систем является одной из наиболее «горячих» и интенсивно развивающихся фунда-

ментальных научных дисциплин, находящихся на стыке физики плазмы, конденсированного состояния, атомной и молекулярной физики с большим разнообразием стимулированных неидеальностью физических эффектов и постоянно расширяющимся набором объектов и состояний, где эта неидеальность играет определяющую роль.

## 5.1. Иерархия моделей

Как и для описания твердого тела и жидкости, в термодинамике плазмы используется весьма универсальное *адиабатическое приближение*. Оно справедливо при любых значениях плотности и температуры с точностью, пропорциональной отношению массы электрона  $m_e$  к массе ядра  $m$ . Основное допущение при этом заключается в том, что движение электрона можно рассматривать при неподвижном ядре. В результате можно получить потенциальную энергию, которая зависит исключительно от координат ядра, что позволяет отдельно описать движение ядра [4].

Следующим довольно общим приближением является допущение о классическом характере движения ядер, которое нарушается при низких температурах и высоких плотностях. Условием применимости является ограничение, которое накладывается на отношение  $\eta$  тепловой длины волны де Бройля ядра  $\Lambda = h(2\pi mk_B T)^{-1/2}$  к радиусу объема, приходящегося на одно ядро  $R_0 = [3m/(4\pi\rho)]^{1/3}$ :

$$\eta = \frac{\Lambda}{R_0} = \left(\frac{2}{9\pi}\right)^{1/6} \frac{h\rho^{1/3}}{m^{5/6}(k_B T)^{1/2}} \ll 1.$$

Здесь  $\rho$  — плотность массы;  $m$  — масса ядра;  $T$  — температура.

Электроны в веществе условно подразделяются на связанные и свободные. Последние также называют электронами проводимости. Связанные электроны локализуются вблизи ядер благодаря сильному электрон-ядерному взаимодействию, движутся вместе с ядрами и всегда проявляют квантовые свойства. При повышении температуры и увеличении плотности связанные электроны становятся свободными. Значение квантовых эффектов в газе, состоящем из свободных электронов, определяется отношением температуры ( $k_B T$ ) к энергии Ферми  $\varepsilon_F = (h^2/2m_e)(3n_e/8\pi)^{2/3}$ , где  $n_e$  — плотность электронов.

Конденсированная материя характеризуется неравенством  $k_B T \leq \varepsilon_F$ . При этом условии доминируют квантовые свойства свободных электронов. Теоретическое описание можно упростить при условии, что концентрация тепловой энергии не достигает значения, при котором связанные электроны могут перейти в возбужденное состояние или частично оторваться. При высоких температурах,

когда  $k_B T \gg \varepsilon_F$ , свободные электроны ведут себя, как классические частицы.

При снижении плотности и повышении температуры конденсированное вещество переходит в газоподобное состояние плавно или пересекает двухфазные области. Для металлов (при нормальных условиях) условной границей между газообразным и жидким состоянием можно считать положение перехода от металла к диэлектрику. В состоянии плазмы существует область относительно слабого взаимодействия, которая характеризуется малыми значениями параметра неидеальности  $\Gamma = Ze^2/(4\pi\varepsilon_0 R_0 k_B T)$ , представляющего собой отношение средних значений потенциальной и кинетической энергии.

Границу между плазмой и газом на плоскости плотность–температура можно определить, задавая некоторое малое значение степени ионизации атомов. Газовая фаза вещества соответствует системе нейтральных слабовзаимодействующих классических частиц.

Авторы многих работ пренебрегают влиянием температуры и рассматривают такую систему как сильно вырожденную, формально принимая  $T = 0$ . Эти авторы вычисляют уравнение состояния холодного вещества (например, гелия) при высоком давлении и подробно исследуют переход в металлическое состояние.

Наименее удобна для изучения область плотной плазмы при промежуточных температурах. Наиболее общий метод, который можно применить в этой области, — это рассмотреть движение ядер на основе классической механики. При этом рассматривается модель, которая представляет такую плазму как совокупность электрически нейтральных слабовзаимодействующих ячеек объемом  $V_0$ . Область адекватной применимости этой модели, строго говоря, неизвестна, но границы ее физической несостоятельности можно определить с помощью концепции электронного радиуса дебаевского экранирования  $r_D = [\varepsilon_0 k_B T / (e^2 n_e)]^{1/2}$ . Если свободные электроны не в состоянии экранировать ион в ячейке объемом  $V_0$ , то физического основания для использования такой ячейечной модели не существует. В газе, состоящем из вырожденных электронов, длина экранирования определяется как  $r_{TF} = (\pi/3n_e)^{1/6} [h^2 \varepsilon / (4\pi m_e e^2)]^{1/2}$  и может использоваться для определения предела применимости ячейечной модели в этом случае.

Остановимся теперь на ячейечном приближении Вигнера–Зейтца. Каждая ячейка содержит ядро с зарядом  $Z$  и соответствующее число электронов, что обеспечивает электрическую нейтральность. Движение электронов в поле ядра внутри данной ячейки описывается с помощью выбранной физической модели. Влияние электронов и ядер соседних ячеек учитывается через граничные условия. Обычно вклады ядер и электронов описываются независимо в соответствии с адиабатическим приближением. На практике реальная ячейка Вигнера–Зейтца, имею-

щая сложную геометрическую форму, обычно заменяется сферической ячейкой объемом  $V_0$ .

Скажем теперь несколько слов о физических моделях, описывающих электронную подсистему. Одним из стандартных подходов является метод функций Грина [5]. Другой широко распространенный подход представлен теорией Сингви–Този–Лэнда–Золандера [4].

К наиболее последовательным и эффективным методам следует отнести теорию функционала плотности (DFT), (см. § 5.3). Данный метод основан на теореме, которая гласит, что свободную энергию электронной системы во внешнем поле можно выразить как функционал электронной плотности. Этот функционал обычно неизвестен, и использование какого-нибудь из приближений порождает так называемые квантово-статистические модели или квантово-механические модели типа Хартри. Использование подхода DFT оказалось очень успешным в физике конденсированного состояния.

Среди статистических моделей первой была модель Томаса–Ферми, в которой плотность электронов вычисляется в квазиклассическом приближении с использованием самосогласованного потенциала [6]. Когда были приняты во внимание регулярные и осцилляционные поправки, теоретические результаты приблизились к экспериментальным и в термодинамическую модель были включены оболочечные эффекты.

Область применимости моделей Томаса–Ферми, определенная путем сравнения с результатами динамических экспериментов и для конденсированных плотностей, соответствует давлениям  $p \geq 10^2$  ГПа.

Еще более последовательное описание связанных состояний в плазме реализуется с помощью квантово-механических моделей самосогласованного поля, в которых волновые функции электронов являются решениями уравнения Шредингера с граничными условиями модели. Последние представляют собой трансляционную симметрию кристаллической решетки или приближенное описание этой симметрии. В первых формулировках квантово-механических моделей использовались приближения Томаса–Ферми в сочетании с электростатической теорией.

Модель Хартри–Фока, которая учитывает обменное взаимодействие электронов, является самой полной одноэлектронной моделью, но при этом и самой сложной. Более простое описание обменных эффектов достигается в приближении Хартри–Фока–Слэтера, использующего так называемый локальный эффективный обменный потенциал. В конкретных вычислениях, основанных на модели Хартри–Фока–Слэтера, применялось квазиклассическое приближение для сильно возбужденных состояний связанных электронов и для свободных электронов. Другой исследователь [7] предложил очень простые граничные условия, позволяющие смоделировать верхнюю и нижнюю границы энергетических зон электронов. Синько [8] замкнул



эту модель приближением для плотности состояний, имеющей форму, характерную для свободных электронов, и предложил так называемую модель самосогласованного поля.

Как мы уже говорили, адиабатическое приближение позволяет отдельно вычислить, какой вклад в различные термодинамические функции вносят электроны, а какой — ядра. В ранних работах ядра рассматривались как идеальный газ. Была разработана модель точечных ионов, находящихся в среде с равномерно распределенным отрицательным зарядом, в которой учитывается неидеальность движения ядер.

Общий недостаток вышеописанных ячеечных моделей, заключается в невозможности учесть межчастичные корреляции на расстояниях, превышающих размеры единичной ячейки. Ячеечные модели не способны описать типичные состояния плазмы, характеризующиеся дальнедействующими корреляциями, когда сфера Дебая содержит большое количество частиц. Модель ограниченного атома объединяет идеи как твердого состояния, так и плазмы; еще более простым подходом является химическая модель плазмы, описанная ниже.

## **5.2. Химическая модель плазмы**

### **5.2.1. Термодинамика ударно-сжатой плазмы мегабарного диапазона давлений. Неидеальность и вырождение**

Подход на основе квазихимического представления — химической модели (условно назовем его САНА), — неоднократно применялся для описания термодинамических свойств плазмы в самых различных областях параметров — от состояний, близких к состоянию конденсированного вещества, до разреженной плазмы Солнца [9]. Далее представлены результаты применения подхода САНА для описания водорода (дейтерия) и инертных газов, сжатых мощными ударными волнами.

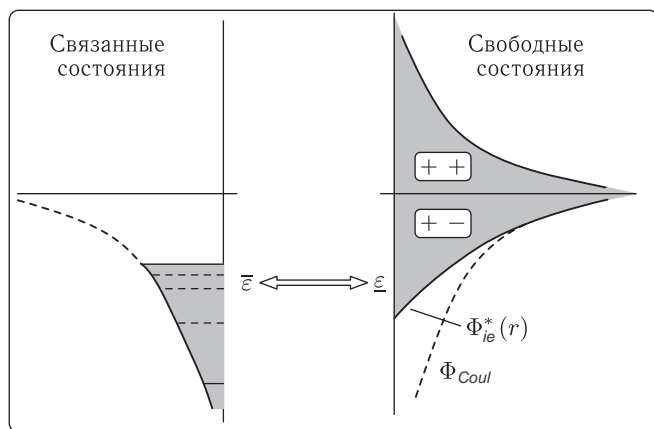
Эксперименты по ударному сжатию газов охватывают диапазон давлений до 100 ГПа и выше, плотностей до  $0,8 \text{ г/см}^3$  для дейтерия и  $10 \text{ г/см}^3$  для ксенона. Исследованная в экспериментах область параметров характеризуется чрезвычайно сложными и разнообразными процессами, которые должны быть отражены соответствующими физическими моделями. В первую очередь по мере сжатия вещества может резко меняться компонентный состав среды, что сопровождается появлением сильного межчастичного взаимодействия: кулоновского — между электронами и ионами, поляризационного — зарядов с нейтралими, а также короткодействующего — между нейтральными частицами. Поскольку характерное межчастичное расстояние в рассматриваемой нами среде сравнимо с характерным размером атомов и ионов, занимаемая ими

часть фазового объема становится недоступной для других частиц, что приводит к росту их кинетической энергии и соответствующим вкладам в свободную энергию таких сильно сжатых неупорядоченных структур. Кроме того, сильное сжатие вызывает изменение энергетического спектра связанных состояний атомов и молекул. По мере сжатия следует учитывать также изменение статистики электронов непрерывного спектра от бoльцмановской к статистике Ферми, так как параметр вырождения  $n_e \Lambda_e^3$  в этих условиях может возрастать в несколько раз.

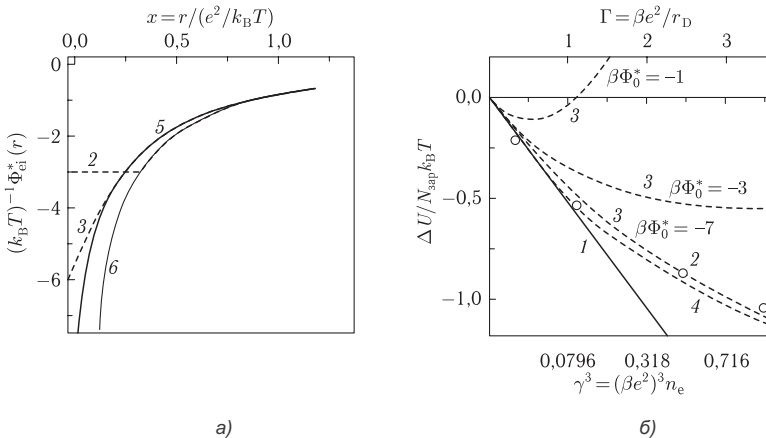
Для описания кулоновского взаимодействия применялся вариант псевдопотенциальной модели для многократной ионизации [10, 11]. Центральным моментом этой модели является явный учет «некулоновости» взаимодействия свободных зарядов на близких расстояниях, приводящей в условиях сильной неидеальности к заметному положительному сдвигу не только потенциальной, но и средней кинетической энергии свободных зарядов. При этом, следуя [10, 11], глубина электрон-ионного псевдопотенциала  $\Phi_{ie}^*(0)$  связывалась с границей, отделяющей свободные состояния каждой электрон-ионной пары и соответствующие ей связанные состояния в статсумме.

На рис. 5.1 этот потенциал сопоставляется с иными псевдопотенциалами, предложенными для плазмы.

Из рис. 5.2 можно заключить, что для эквивалентных псевдопотенциалов результаты находятся в удовлетворительном соответствии с результатами прямого численного моделирования методом Монте-Карло. Это можно рассматривать как подтверждение сделанного в работах [12] вывода, что соблюдение общих соотношений является ключе-



**Рис. 5.1. Электрон-ионный псевдопотенциал Глаубермана:**  $\varepsilon$  и  $\bar{\varepsilon}$  — подвижная взаимная граница, ограничивающая энергии свободных и связанных состояний

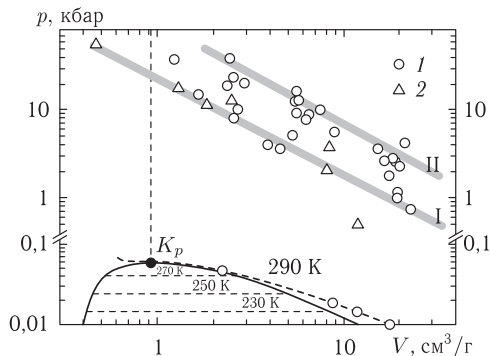


**Рис. 5.2. Эффективный электрон-ионный псевдопотенциал и безразмерная конфигурационная энергия:** а) — эффективный электрон-ионный псевдопотенциал  $\Phi_{ei}^*(r)$  (деленный на  $k_B T$ ) [10]; 2 — упрощенный («нулевая модель») электрон-ионный псевдопотенциал  $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -3$ ; 3 — эквивалентный псевдопотенциал  $\Phi_{ei}^*(r)$  из работы [10] ( $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -6$ ); 5 — электрон-ионный псевдопотенциал водорода при  $T = 10^3$  K; 6 — кулоновский потенциал. б) — Безразмерная конфигурационная энергия  $\Delta U / (N_{зар} k_B T)$  подсистемы свободных зарядов: 1 — дебаевское приближение (дебаевский предел); 2 — конфигурационная энергия Нормана и др., вычисленная методом Монте-Карло для упрощенного («нулевая модель») электрон-ионного псевдопотенциала с  $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -3$ ; 3 — линейаризованная версия эквивалентного псевдопотенциала  $\Phi_{ei}^*(r)$  с  $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -7$ ; 4 — нелинейное приближение для эквивалентного псевдопотенциала  $\Phi_{ei}^*(r)$  с  $\beta\Phi_{ei}^*(0) = -7$

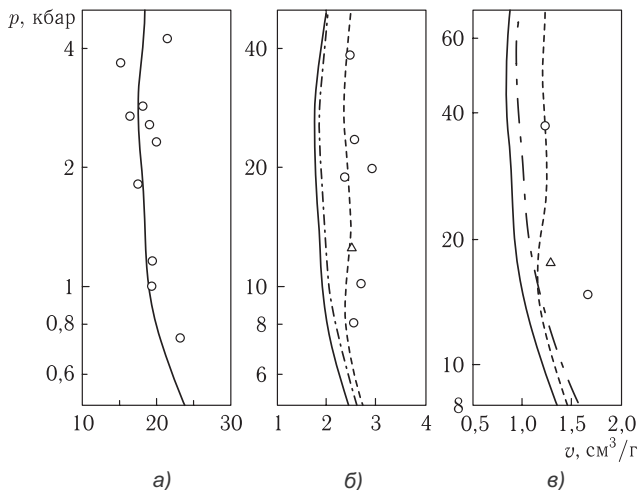
вым условием для построения удовлетворительного описания термодинамики сильнонеидеальных кулоновских систем.

Для случая частично ионизованной плазмы ксенона были проведены расчеты [13] с использованием указанного выше варианта псевдопотенциальной модели [10]. В этих расчетах граница, разделяющая свободные и связанные состояния атома и иона, и соответствующее ограничение атомной статсуммы выбирались на глубине энергии связи порядка  $k_B T$ , что практически совпадает с известной и часто рекомендуемой процедурой вычисления статсуммы по так называемой формуле Бриллюэна–Планка–Ларкина (см. подробнее [3]). Сравнение показало (рис. 5.3 и 5.4 [13]), что предложенный вариант псевдопотенциальной модели [10] позволяет качественно и, учитывая реальную точность и разброс экспериментальных данных, количественно описать параметры экспериментально измеренных ударных адиабат ксенона.

На рис. 5.3 приведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов по модели [13]. Полученный в модели [10] сдвиг ударных адиабат непосредственно связан в данном случае с наличием в модели явной (положительной) поправки к средней кинетической



**Рис. 5.3. Фазовая диаграмма ксенона:** отмечены границы двухфазной области и критическая точка  $K_p$ ; 1 — экспериментальные данные [13]; 2 — экспериментальные данные [14] после коррекции [15] начальной плотности невозмущенного газа перед ударным скачком с учетом уравнения состояния реального газа; пунктирные линии — изотермы в двухфазной области [15], штрих-пунктирная линия — критическая изохора ( $V = V_c$ ), серые линии — границы однократной ионизации I ( $\chi_{Xe+} = \chi_{Xe}$ ,  $\chi_{Xe} = N_{Xe}/N_{total}$ ) и двукратной ионизации II ( $\chi_{Xe++} = \chi_{Xe+}$ )



**Рис. 5.4. Фазовая диаграмма ксенона:** сравнение экспериментальных ударных адиабат и результатов модельных расчетов — сплошные линии — взаимодействие между заряженными частицами учитывалось в модифицированном кольцевом дебаевском приближении в большом каноническом ансамбле; штрих-пунктирная линия — добавлено атом-атомное взаимодействие в приближении второго вириального коэффициента [16]; пунктирная линия — вычисление на основе модифицированной псевдопотенциальной модели [10] с учетом равенства глубины псевдопотенциала свободных частиц и верхней границы обрезания внутриаомных состояний, выбранной равной  $k_B T$ . Давление перед фронтом ударной волны: а —  $p_0 = 1$  бар; б —  $p_0 = 10$  бар; в —  $p_0 = 20$  бар

энергии свободных зарядов, что в терминах уравнений состояния эквивалентно, в сравнении с большинством традиционных приближений, эффекту дополнительного отталкивания.

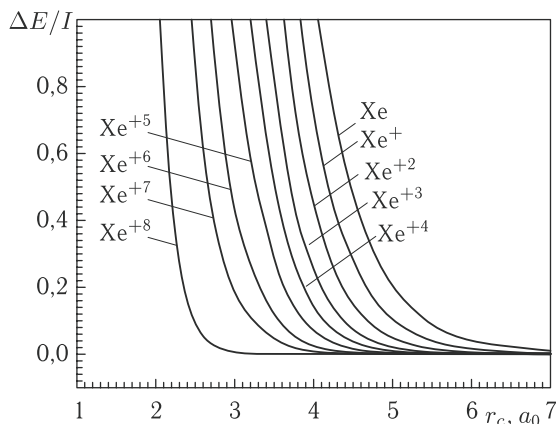
Аналогичный результат был получен в сравнительных расчетах с использованием модели [10] параметров ударно-сжатой плазмы цезия. В этих экспериментах была достигнута более высокая точность измерений и перекрыт более широкий диапазон давлений и удельных объемов и, что более важно, более широкий диапазон значений параметра плазменной неидеальности  $\Gamma_D$  (в силу предельно малого потенциала ионизации цезия). Еще одним отличительным свойством экспериментов и сопровождавших их серии расчетно-теоретических работ [17] является, по-видимому, одна из первых (если не первая) реализация известной идеи Я.Б. Зельдовича [18] о восстановлении температуры по результатам ударно-волнового эксперимента. Однако точность восстановленной таким образом температуры и специфический эффект взаимной компенсации различных источников неопределенности в модельном уравнении состояния цезия в данном диапазоне параметров, привели к тому, что окончательно пересчитанные «экспериментальные» результаты по термическому  $p(V, T)$  УРС цезия оказались совместимыми практически со всеми теоретическими приближениями, предложенными впоследствии для описания этих экспериментальных данных.

### 5.2.2. Термодинамика газов

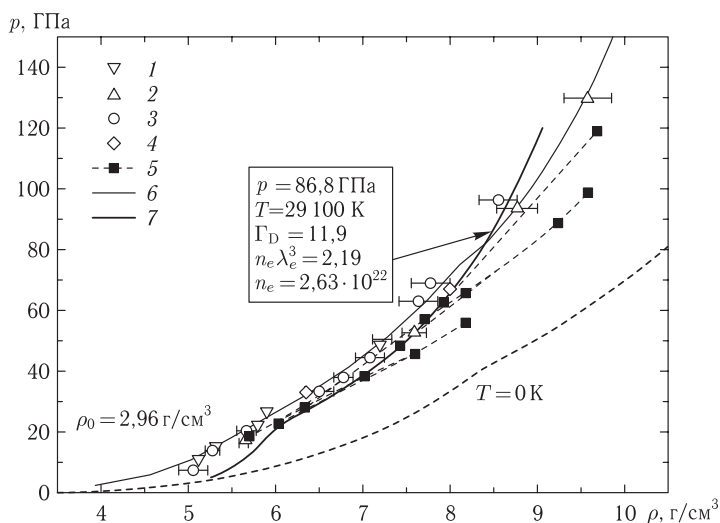
При выборе параметров модели [10, 11] для ударно-сжатых исходно сжиженных инертных газов выбор радиусов атомов (при фиксированной энергетической константе  $\varepsilon_{SS}$ ) и степени отталкивания в приближении смеси мягких сфер осуществлялся из условия наилучшего в рамках этой модели описания расчетных данных холодной кривой ( $T = 0$  К) для плотностей экспериментального диапазона. Соотношения радиусов атомов и ионов различной кратности определялись из расчета их электронной структуры в приближении ограниченного атома методом Хартри–Фока. На рис. 5.5 представлена зависимость энергии атома и ионов ксенона от радиуса атомной ячейки.

Отношение радиусов атома и ионов выбиралось на линии, где сдвиг энергии при сжатии сравнивался с потенциалом ионизации атома, т. е. на линии  $\Delta E/I = 1$ .

С использованием модели [10, 11] были проведены расчеты ударных адиабат и изотерм ксенона, криптона и аргона. Во всех трех случаях начальное состояние ударно-сжатых газов соответствовало жидкости. На рис. 5.6 представлена ударная адиабата ксенона в координатах плотность–давление.

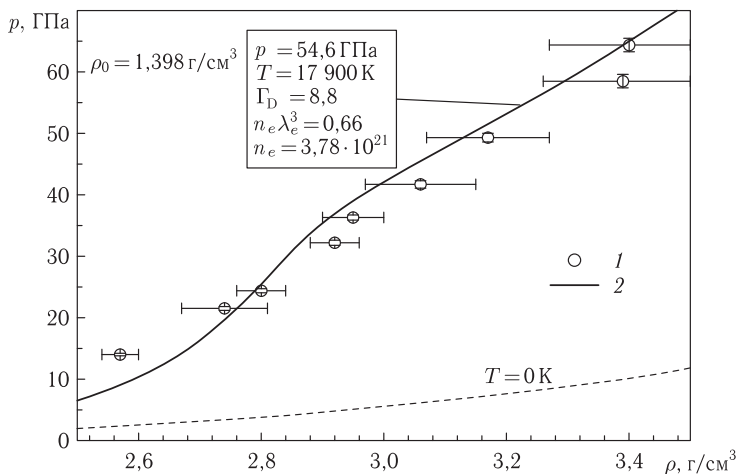


**Рис. 5.5.** Изменение энергии атома и ионов ксенона при сжатии в сферической ячейке по отношению к потенциалу ионизации изолированного атома

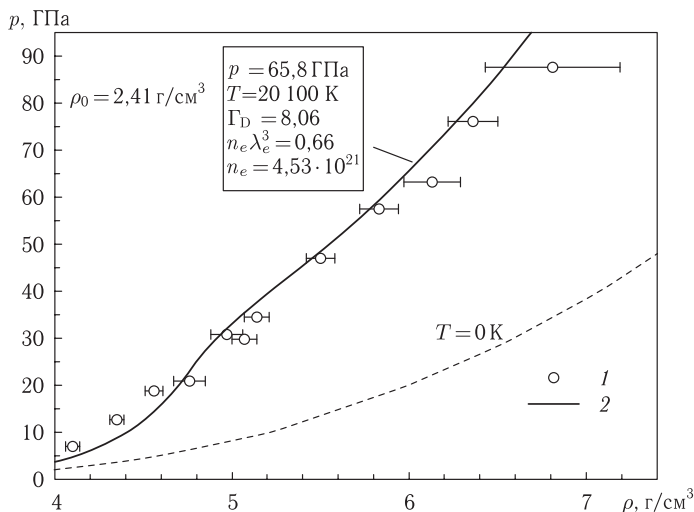


**Рис. 5.6.** Ударная адиабата ксенона: экспериментальные данные: 1 — [19], 2 — [20], 3 — [21], 4 — [22], 5 — [23]. Расчетные кривые: 6 — [21], 7 — [24], штриховая линия — «холодная кривая» [21]

Наряду с ударными экспериментами представлены также данные по многократному ударному сжатию [23]. Видно, что в целом при помощи принятого приближения удастся достичь удовлетворительного описания экспериментальных данных. Имеющееся же отличие при низких давлениях и температурах можно объяснить недостаточной точностью аппроксимации состояний ксенона в жидкой фазе.



**Рис. 5.7. Ударная адиабата аргона.** Экспериментальные данные: 1 — [25]. Расчетная кривая: 2 — настоящая работа; штриховая линия — холодная кривая



**Рис. 5.8. Ударная адиабата криптона.** Экспериментальные данные: 1 — [26]. Расчетная кривая: 2 — [11]; штриховая линия — холодная кривая

Использование модели позволяет также удовлетворительно описать ударные адиабаты жидких аргона и криптона (рис.5.7, 5.8). Здесь экспериментальные данные взяты из работ [25, 26].

Отметим, что удовлетворительного согласия удается достичь и с измеренными значениями яркостной температуры и скорости звука в этих веществах.

Сравнение результатов расчета с данными эксперимента по ударно-сжатым инертным газам, проведенное выше, показывает, что модель [10, 11] качественно, а в большинстве случаев и количественно описывает поведение неидеальной плазмы в мегабарном и субмегабарном диапазоне давлений ударного сжатия инертных газов.

Заметим, что при сохранении общей тенденции в поведении термодинамических величин, тем не менее, имеются области, где имеется явное отклонение рассчитанных данных от эксперимента. В частности, это может наблюдаться из-за упрощенного определения параметров отталкивания в модели мягких сфер, что, возможно, потребует в будущем усовершенствования этой процедуры.

### 5.2.3. Термодинамика плазмы металлов

К настоящему времени основной объем экспериментальной информации по свойствам сильно сжатой плазмы получен динамическими методами [27], использующими технику мощных ударных волн для сжатия и необратимого разогрева вещества. Применение взрывных и пневматических метательных устройств в такого рода опытах позволило провести изучение и анализ теоретических моделей термодинамических, электрофизических и оптических свойств ударно-сжатых цезия, инертных газов и водорода в условиях сильной неидеальности. Кратность ионизации ( $\alpha = n_e/(n_\alpha + n_i)$ ) такой среды не превышала одного или двух. Выход за рамки этих условий — переход к параметрам, при которых вещество становится многократно ионизованным с частично вырожденными электронами — может быть осуществлен путем привлечения экспериментальных данных по сжатию сплошных и пористых металлов ударными волнами с амплитудным давлением в сотни тысяч, миллионы атмосфер. К настоящему времени получен значительный объем экспериментальных данных по динамическому сжатию металлов (см. [28–30] и содержащиеся там ссылки) с использованием ударных волн, генерируемых взрывом химических [28, 31] и ядерных [32] ВВ, пневматическими метательными устройствами, а в последнее время — концентрированными лазерными [33], рентгеновскими и ионными потоками. Данные по ударно-волновому сжатию, дополненные результатами регистрации адиабат разгрузки ударно-сжатых металлов, составляют основу для конструирования полуэмпирических уравнений состояния путем оптимального выбора констант в функциональных термодинамических соотношениях, основанных на упрощенных термодинамических моделях. Вместе с тем в процессе ударного сжатия

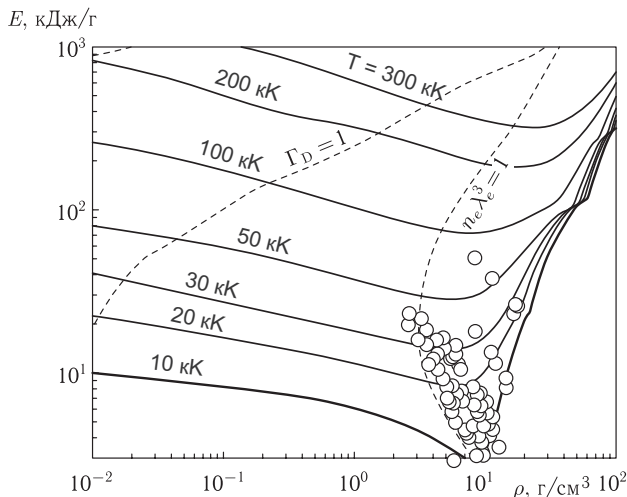


уже при относительно невысоких (100–200 ГПа) давлениях происходят плавление, а затем — прогрессирующая термическая ионизация и ионизация вещества давлением. Таким образом, реализуется плотная неупорядоченная многократно ионизованная система заряженных частиц — электронно-ионная среда со сложным спектром интенсивных коллективных взаимодействий. По этой причине ударно-сжатые металлы представляются интересным объектом для проверки теоретических моделей сильносжатой плазмы как для поиска плазменных фазовых переходов, так и для анализа различных моделей описания неидеальности сильно сжатой плазмы при высоких концентрациях энергии. По существу, речь идет о распространении плазменных моделей [34] на нетрадиционную для них область конденсированных плотностей и мегабарных давлений, где до последнего времени применялись либо полуэмпирические аппроксимационные уравнения состояния [34], либо далекие экстраполяции квазиклассических приближений. Наличие такого рода термодинамических измерений в области перехода металл–диэлектрик позволило бы, кроме того, проверить гипотезу [35] о связи металлизации с фазовым превращением первого рода в неупорядоченных средах.

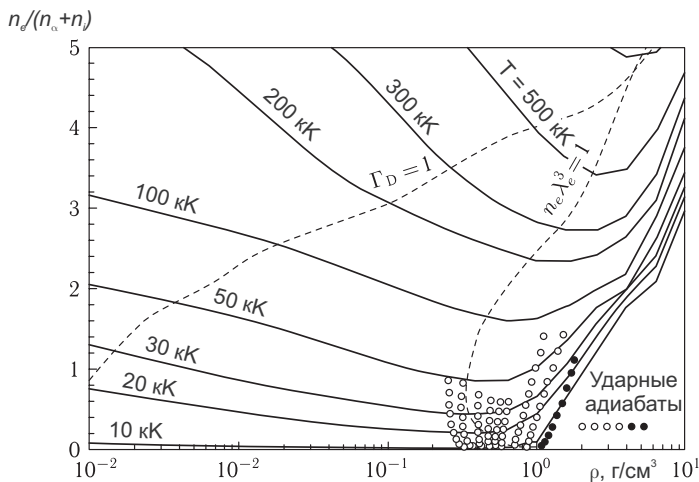
Интересующий нас диапазон параметров сильнонеидеальной системы соответствует пониженным по сравнению с твердотельными значениям плотности  $\rho_0$  и энергиям, превосходящим энергию связи атомов и молекул в твердом теле (примерно 1 эВ на частицу). Для генерации таких состояний металлов использовалось ударно-волновое сжатие мелкодисперсных (пористых) металлов, что дает возможность увеличить эффекты необратимой диссипации энергии на фронте ударного разрыва и получить более высокие разогревы вещества. Для ряда металлов значение пористости  $m = \rho_0/\rho_{00}$  ( $\rho_{00}$  — плотность пористого образца) лежало в диапазоне  $1 \leq m < 30$ , так что экспериментальные данные охватывали значительную область как по плотностям вещества за фронтом ударной волны, так и по температурам. Для никеля максимально возможная пористость ( $m = 15, 20$  и  $28$ ) и давление ударного сжатия более 80 ГПа [36, 37]; для меди  $m = 10$  [38], для железа  $m = 20$  [39], для алюминия  $m = 8$  [40].

Для того чтобы отметить общие особенности перечисленных выше экспериментальных данных по ударному сжатию пористых металлов, рассмотрим, следуя [39], диаграмму внутренней энергии  $E$ –плотность  $\rho$ , дополненную расчетом изотерм вещества с использованием плазменной модели ограниченного атома. На рис. 5.9, и 5.10 приведена  $E$ – $\rho$ -диаграмма и диаграмма равновесного состава для никеля.

Рис. 5.9 демонстрирует тот факт, что вся фазовая диаграмма вещества (диаграммы других металлов подобны обсуждаемой) распадается на две области качественно различного поведения термодинамических



**Рис. 5.9.** Диаграмма плотность–энергия для плазмы никеля. Изображены расчетные изотермы и экспериментальные точки, полученные в результате ударного сжатия сплошных и пористых образцов никеля [38]. Отмечены линии постоянных параметра кулоновской неидеальности ( $\Gamma_D = [4\pi(e^2/k_B T)^3 n_\alpha z_\alpha^2]^{1/2}$ ) и параметра вырождения электронов —  $n_e \lambda_e^3$

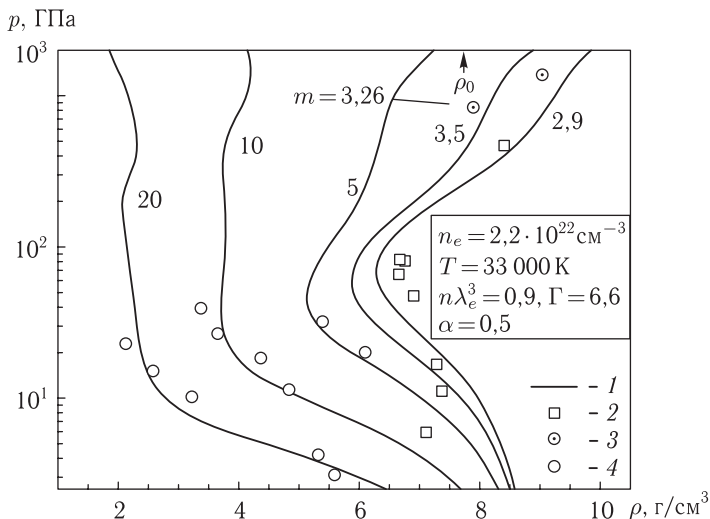


**Рис. 5.10.** Поведение степени ионизации плазмы никеля при сжатии [41]. Изображены степень ионизации вдоль изотерм (сплошные кривые) и расчетных ударных адиабат (точки) сплошного и пористых образцов никеля, соответствующих эксперименту [37]. Отмечены линии постоянных параметра кулоновской неидеальности ( $\Gamma_D = [4\pi(e^2/k_B T) \sum n_\alpha z_\alpha^2]^{1/2}$ ) и параметра вырождения электронов ( $n \lambda_e^3 = 1$ ) в плазме

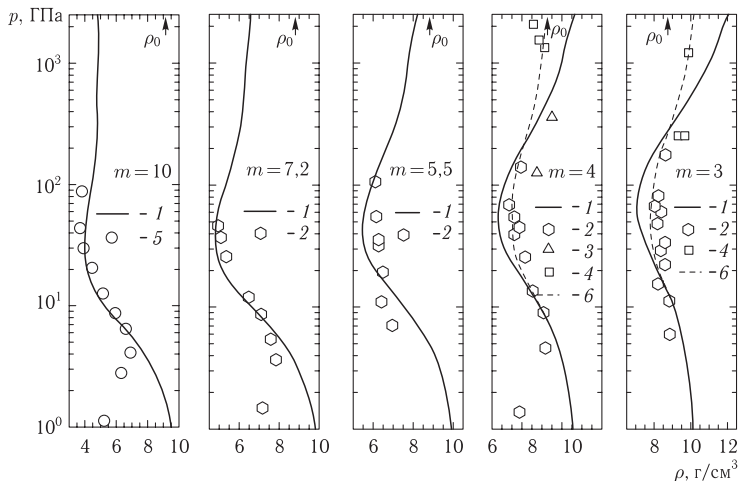
зависимостей. Большую часть занимает область относительно разреженной ( $\rho \ll \rho_0$ ) газовой плазмы, характеризуемой двумя отличительными признаками — плавным убыванием энергии при изотермическом сжатии и отчетливым проявлением (на больших интервалах изменения плотности) так называемых оболочечных осцилляций всех термодинамических зависимостей (см. подробнее [42]). При  $\rho > \rho_0$  такое поведение сменяется резким ростом энергии и обобщенного фактора сжимаемости  $Z(n_{\text{nucl}}, n_e, T) = p/p^{id}$ , что традиционно интерпретируется как ионизация давлением. Этот процесс в пределе очень высокой плотности завершается выходом в область состояний, хорошо описываемых моделью системы подвижных ядер, погруженных в слабонеидеальный газ вырожденных электронов. Для описания термодинамики в этой области успешно применим хорошо развитый аппарат ячеечных представлений [6, 8, 43]. Между двумя указанными выше областями параметров располагается переходная область, характеризующаяся минимальными значениями внутренней энергии и фактора сжимаемости и максимальным нарушением условий слабой неидеальности. Глубина и местоположение на изотермах минимумов, соответствующих термическому и калорическому уравнению состояния, может условно рассматриваться как средоточие максимальной неопределенности нашего знания о термодинамических свойствах сжатого и нагретого вещества. Заметим, что область расположения минимумов соответствует так называемой долине неидеальности. Уникальность ударно-волнового сжатия пористых мишеней состоит в том, что оно дает информацию о поведении плотной сильно неидеальной среды именно в этой, наиболее сложной и интересной области.

В основе описания состояний ударно-сжатых пористых металлов лежал квазихимический подход (химическая модель) [11, 12]. Результаты расчетов ударных адиабат для пористых никеля, меди, алюминия и железа с использованием модели [10, 11] представлены на последующих рисунках.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных для ударных адиабат железа приведено на рис. 5.11. Для железа можно констатировать, что вполне удовлетворительное соответствие результатов теоретических расчетов и экспериментальных данных при высоких пористостях (и максимально достигнутых степенях расширения первоначально конденсированного металла) постепенно ухудшается по мере продвижения в область все более и более плотной плазмы в опытах со сжатием низкопористых образцов. Заметим, что использованные в расчетной модели при описании новых экспериментальных данных параметры отталкивания (сочетание собственных размеров частиц) и притяжения выбирались по той же схеме, что и в ранее выполненных расчетах [45].

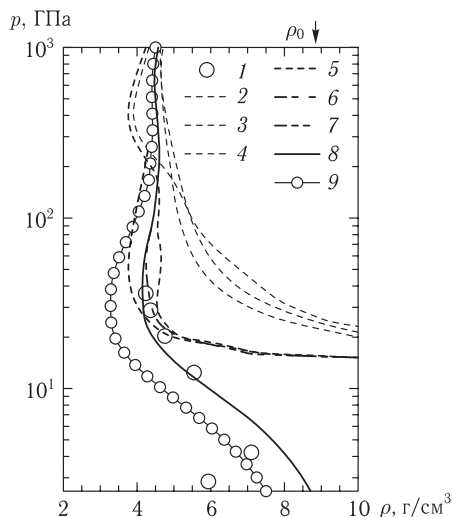


**Рис. 5.11. Ударные адиабаты пористого железа.** 1 — расчет согласно [10, 11]; 2 — экспериментальные данные [36] ( $m = 2,9$ ), 3 — экспериментальные данные [36]; 4 — [44]



**Рис. 5.12. Ударные адиабаты пористой меди.** 1 — расчет согласно [10, 11]; 2 — эксперимент [36], 3 — эксперимент [46], 4 — эксперимент [47], 5 — эксперимент [38], 6 — расчет [48] по модели [10, 11] с измененными радиусами атома и ионов ( $r_\alpha = 2,0\alpha_0$ ,  $r_c(\text{Cu}^{+1}-\text{Cu}^{+3}) = 1,75\alpha_0$ )

Аналогичные расчеты были проведены и для пористой меди. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для ударно-сжатых меди и никеля представлено на рис. 5.12, 5.13. Заметим, что на рис. 5.12,



**Рис. 5.13. Ударные адиабаты пористого никеля для  $m = \rho_0/\rho_{00} = 10$  [41].** Сравнение результатов вычислений с использованием различных приближений. 1 — экспериментальные данные [36, 37]; 2 — приближение идеальной плазмы (с учетом лишь основных состояний при вычислении статсумм); 3 — то же, что 2 но с учетом кулоновского взаимодействия; 4 — то же, что 3, но статсуммы атомов и ионов вычислены по Планку–Ларкину; 5, 6, 7 — то же, что 2, 3, 4 но с учетом короткодействующего отталкивания в приближении смеси твердых сфер; 8 — то же, что 6, но с учетом дополнительного притяжения с  $\delta = 1$  (только для атомов); 9 — то же, что 8, но с увеличенными (+20%) радиусами атомов и ионов

как и в предыдущих случаях, полученные прежде [45] результаты дополнены новыми экспериментальными данными [38, 40]. В целом сравнение расчетных и экспериментальных данных для никеля, железа и меди показывает, что при использовании даже предельно упрощенного приближения, квазихимическое представление позволяет удовлетворительно описать экспериментальные данные по ударному сжатию образцов достаточно высокой пористости.

Хорошее совпадение новых данных с результатами ранее проведенных расчетов служит дополнительным доказательством правильности исходных предпосылок, заложенных в процедуру расчета на основе обобщенной химической модели с целью расширения ее экстраполяционных возможностей. Следует подчеркнуть, что полученные дополнительно обсуждаемые экспериментальные данные соответствуют не только максимальным (для данного диапазона пористости никеля) давлениям ( $p \approx 50$  ГПа), но и, согласно настоящим расчетам, максимальным среди экспериментально достигнутых (для ударно сжатой плазмы никеля) температурам и степеням ионизации. В то же время, как

уже было сказано выше, экстраполяционные возможности химической модели при одних и тех же давлениях постепенно ухудшаются по мере продвижения в область адиабат меньшей пористости и соответственно более высоких плотностей.

Итак, можно констатировать удовлетворительное, в целом, соответствие теории и эксперимента. Вместе с тем обращает на себя внимание расхождение расчетных и экспериментальных ударных для случая адиабаты с  $m = 10$  (см. рис. 5.12) в верхней части экспериментально достигнутого диапазона давлений. Анализируя причину этого расхождения, следует принять во внимание очевидную упрощенность теоретической модели, описывающей взаимодействие в системе, и крайнюю чувствительность получаемых с ее помощью результатов к конкретному выбору сочетания собственных размеров частиц.

Заметим, что упрощенная схема выбора относительного размера атома и ионов, дающая удовлетворительные результаты для описания ударно-сжатых пористых железа, никеля и меди не позволяет добиться сколько-нибудь приемлемых результатов при описании ударных адиабат пористого алюминия. Поэтому описанная выше упрощенная процедура определения отношения атомных и ионных радиусов была модернизирована. В качестве исходных данных для вычисления этого отношения использовались результаты расчета их электронной структуры методом Хартри–Фока.

### 5.3. Метод функционала плотности

Выражение для энергии в методе Томаса–Ферми при  $T = 0$  может быть представлено в виде явного функционала плотности [6]:

$$E\{n\} = T[n] + E_e[n] + E_i[n], \quad (5.1)$$

$$T[n] \sim \int dx n^{5/3}(x). \quad (5.2)$$

Минимум функционала  $E - \mu \int dx n$  по  $n$  ведет к уравнению Томаса–Ферми и определяет энергию основного состояния системы и соответствующее распределение плотности. Выходя за рамки МТФ и принимая во внимание соответствующие добавки, мы, как легко видеть, продолжаем иметь дело с функционалом (5.1), но только вид функционала (5.2) становится более сложным. В частности, учет квантовых эффектов ведет к тому, что вместо квазиоднородного функционала мы получаем функционал, зависящий от производных  $n$ . Неудивительно поэтому, что имеет силу следующее утверждение: при точной постановке задачи многих тел (многочастичное уравнение Шредингера) энергия системы выражается в виде функционала (5.1) с однознач-

ным универсальным функционалом  $E_k$  общего вида, причем минимум функционала  $E - \mu \int dxn$  дает энергию и распределение плотности в основном состоянии системы. Это утверждение было обосновано с помощью теории возмущений Марчем и Мэрреем [50] и доказано как строгая теорема Хоэнбергом и Коном [51].

Метод функционала плотности (МФП) представляет собой точную квантовомеханическую теорию для системы взаимодействующих квантовых частиц во внешнем потенциале  $V_{ext}(r)$ . Сам метод основан на двух строго доказанных теоремах [51].

1. Для любой системы взаимодействующих частиц во внешнем потенциале  $V_{ext}(r)$ , потенциал  $V_{ext}(r)$  с точностью до произвольной постоянной определяется электронной плотностью в основном состоянии  $n_0(r)$ .

2. Энергия невырожденного основного состояния системы для любого внешнего потенциала  $V_{ext}(r)$  является функционалом электронной плотности  $E[n(r)]$ . Основное состояние системы является минимумом этого функционала, который достигается при плотности, соответствующей основному состоянию системы  $n_0(r)$ .

Из первой теоремы следует, что гамильтониан системы с точностью до постоянной величины определяется электронной плотностью основного состояния  $n_0(r)$ ; отсюда следует, что определены многочастичные волновые функции для всех состояний (основного и возбужденных). Таким образом, все свойства системы полностью определены, если известна электронная плотность основного состояния  $n_0(r)$ . Из второй теоремы следует, что при известном функционале  $E[n]$  можно определить плотность и энергию основного состояния.

Функционал энергии в формулировке [51] можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} E_{\text{HK}}[n] &= T[n] + E_{\text{int}}[n] + \int d^3r V_{ext}(r)n(r) + E_{\text{II}} \equiv \\ &\equiv F_{\text{HK}}[n] + \int d^3r V_{ext}(r)n(r) + E_{\text{II}}, \end{aligned} \quad (5.3)$$

где  $E_{\text{II}}$  — энергия взаимодействия ядер. Функционал  $F_{\text{HK}}[n]$  включает в себя кинетическую и потенциальную энергию системы взаимодействующих электронов:

$$F_{\text{HK}}[n] = T[n] + E_{\text{int}}[n]. \quad (5.4)$$

Минимум функционала (5.3) определяет энергию системы в основном состоянии и ее электронную плотность. Следует отметить, что (5.3) не несет никакой информации о возбужденных состояниях системы.

Метод функционала плотности имеет строгое теоретическое обоснование, однако установление связи между электронной плотностью

основного состояния и свойствами вещества является нетривиальной задачей. Основная проблема, которая возникает на этом пути, это отсутствие в общем случае прямой связи между кинетической энергией и функцией электронной плотности. Для решения этой проблемы в работе [52] было высказано предположение, что основное состояние взаимодействующей системы частиц совпадает с основным состоянием эквивалентной системы невзаимодействующих частиц, а взаимодействие можно учесть посредством так называемого обменно-корреляционного функционала, зависящего от электронной плотности. Задача в такой формулировке может быть решена численными методами с точностью, определяемой выражением для обменно-корреляционного функционала. Этот прием оказался весьма успешным, и все существующие методы расчета на основе метода функционала плотности используют это приближение. Разработанные в настоящее время обменно-корреляционные функционалы хорошо описывают полупроводники II–V групп, простые и переходные металлы, изоляторы, например, алмаз, NaCl и молекулы с ковалентной или ионной связью. Таким образом, подход Кона–Шэма [52] является очень важным шагом на пути построения методов расчета различных свойств многоэлектронных сильновзаимодействующих систем.

Уравнения Кона–Шэма для нахождения основного состояния системы решаются различными способами. Ниже перечислены наиболее распространенные из них.

Наиболее естественным базисом для разложения волновых функций в уравнениях Кона–Шэма является базис из плоских волн. В этом базисе хорошо описываются почти свободные электроны, кроме того, плоские волны очень удобны для расчета зонной структуры вещества. Для описания электронов внутренних оболочек используются различные псевдопотенциалы, как эмпирические, так и теоретические [53, 54]. Метод плоских волн нашел широкое применение в квантовых молекулярно-динамических расчетах [55].

Другой подход состоит в построении волновых функций многоэлектронной системы посредством комбинирования волновых функций отдельных атомов, так называемый метод локализованных орбиталей, или метод сильной связи. Существует множество разновидностей этого подхода, наиболее известным из которых является метод линейной комбинации атомных орбиталей [56]. Метод сильной связи является наиболее простым и быстрым методом расчета зонной структуры вещества, и на его основе построены численные подходы, для которых время моделирования зависит от числа частиц линейно. Также этот метод является основой более сложных методов, например, линейной комбинации маффин-тин орбиталей [57].



Наконец, существует подход, объединяющий достоинства двух предыдущих, так называемый метод присоединенных функций [58]. Для внутренних оболочек атома используется метод локализованных орбиталей, при этом обычно решаются сферически-симметричные уравнения Кона–Шэма, Шредингера или Дирака. Для области пространства между атомами решение находится с помощью разложения по базисным функциям (плоским волнам). Такой метод расчета чаще всего используется для так называемых полноразмерных вычислений, когда учитываются все электроны атома; с другой стороны, этот метод является наиболее трудоемким.

Расчет термодинамических функций с помощью метода функционала плотности производится следующим образом. Наиболее просто вычисляется полная энергия системы электронов, при  $T = 0$  можно также вычислить давление  $p = -dE/dV$ . При ненулевой температуре в самосогласованном расчете используют числа заполнения, пропорциональные функциям Ферми–Дирака:

$$f(\epsilon, \rho, T) = \frac{1}{1 + \exp[(\epsilon - \mu(\rho, T))/T]}, \quad (5.5)$$

где  $\mu$  — химический потенциал системы, определяемый из условия электронейтральности. При известных числах заполнения можно вычислить конфигурационную энтропию [43] и свободную энергию системы и определить все необходимые термодинамические параметры.

Поразительная эффективность метода функционала электронной плотности открыла широкие возможности применения для решения химических, физических, биологических, ядернофизических проблем.

Подробное их описание читатель может найти в монографиях [59–61], а также в сборнике лекций [62].

Следуя работе [63], перечислим лишь некоторые из направлений развития этого метода:

- спин-поляризованные системы — МФП с учетом спина;
- системы с вырожденными основными состояниями;
- многокомпонентные системы (электронно-дырочные капли ядра);
- статистические ансамбли для вырожденных основных состояний;
- свободная энергия при конечных температурах;
- квазиравновесные ансамбли для возбужденных состояний;
- релятивистские электроны, астрофизика;
- функционалы, зависящие от тока;
- явления, зависящие от времени, возбужденные состояния;
- бозоны (взамен фермионов);

- комбинация ТФП с методом молекулярной динамики или Монте-Карло (особенно полезна для определения геометрических структур). Метод Кара-Парринелло;
- комбинация LDA с хаббардовским параметром;
- свойства сжатой ядерной материи и много других научных направлений.

Отметим лишь несколько примеров применения МФП, близких к теме нашей монографии [64].

### 5.3.1. Атомные и молекулярные структуры

В табл. 5.1 [64] приведены экспериментальные данные по полной энергии легких атомов и отклонения от эксперимента полных энергий, рассчитанных в приближении Хартри–Фока (ХФ)  $\Delta E_{\text{ХФ}}$ , а также в рамках функционала локальной спиновой плотности без учета  $\Delta E_{\text{LSD}}$  и с учетом  $\Delta E_{\text{LSD-SIC}}$  поправки на остаточное самодействие. Данные приведены для двух вариантов поправки: зависящей только от орбитальных плотностей  $\Delta E_{\text{LSD-SIC}}^{(1)}$  и зависящей еще и от углового момента  $\Delta E_{\text{LSD-SIC}}^{(2)}$ .

Из табл. 5.1 видно, что значения полных энергий атомов в приближении ХФ больше, чем экспериментальные. В приближении LSD они еще больше, с погрешностью, примерно вдвое превышающей погрешность приближения ХФ. Учет поправки на остаточное самодействие приводит к энергиям ниже экспериментальных, но в большинстве случаев лежащим к ним ближе, чем энергии в приближении ХФ. Учет же явной зависимости поправки на остаточное самодействие от орбитального момента приводит к замечательному согласию с экспериментом для полных энергий рассмотренных атомов.

Отклонения расчетных значений потенциалов первой ионизации легких атомов от экспериментальных в зависимости от  $Z$  показаны на рис. 5.14 [64]. Данные, полученные в приближении ХФ, соединены линиями: штриховой — в случае, когда потенциалы ионизации оценивались по теореме Купманса как взятые с обратным знаком собственные значения, сплошной — при использовании разности полных энергий нейтрального атома и иона. Кружочки соответствуют погрешностям в потенциалах первой ионизации, полученных методом LSD с поправкой на остаточное самодействие. Приведенные результаты показывают, что метод LSD с поправкой на остаточное самодействие дает потенциалы первой ионизации, лучше согласующиеся с экспериментом. Данные, по которым построен рис. 5.14, приведены в табл. 5.2.

В табл. 5.3 содержатся данные об энергии связи отрицательных ионов.

**Таблица 5.1. Отклонения теоретически полученных полных энергий легких атомов от суммы экспериментальных потенциалов ионизации скорректированной на те эффекты, которые не учитывались в расчетах (релятивизм и т. п.) (обозначения см. работу [64])**

Z	Атом	$E_{\text{экс}}$	$\Delta E_{\text{ХФ}}$	$\Delta E_{\text{LSD}}$	$\Delta E_{\text{LSD-SIC}}^{(1)}$	$\Delta E_{\text{LSD-SIC}}^{(2)}$
2	He	-79,0	+1,1	+ 1,9	0,4	-0,4
3	Li	-203,5	+ 1,3	+3,7	-0,7	-0,7
4	Be	-399,1	+2,6	+6,1	-0,7	-0,7
5	B	-670,8	+3,4	+8,3	-1,2	-0,7
6	C	-1029,7	+4,2	—	-2,3	-0,9
7	N	-1485,3	+5,0	+ 12,6	-3,6	-1,1
8	O	-2042,5	+6,9	—	-5,1	-1,2
9	F	-2713,5	+8,6	+16,9	-7,2	-1,7
10	Ne	-3508,1	+10,3	+19,2	-9,5	-2,1
11	Na	-4414,7	+10,5	+22,1	-11,4	-2,7
12	Mg	-5443,1	+ 11,6	+24,8	-13,3	-3,3
13	Al	-6594,0	+12,5	+28,0	-14,8	-3,2
14	Si	-7873,2	+13,5	—	-16,3	-3,2
15	P	-9285,1	+14,1	+34,0	-18,6	-3,3
16	S	-10832,3	+ 16,2	—	-19,7	-3,0
17	Cl	-12520,7	+ 18,2	—	-21,5	-2,6
18	Ar	-14354,6	+ 19,9	+44,1	-23,7	-2,3

Примечание. Энергии выражены в электронвольтах.

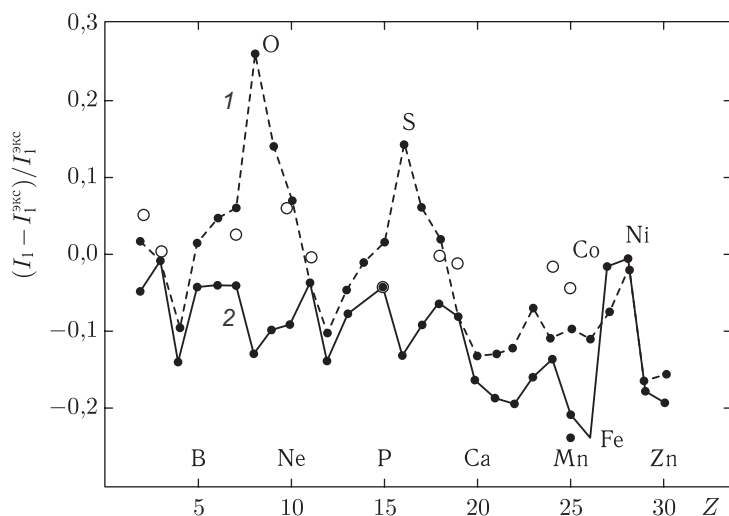
При составлении таблицы принято 1 ат. ед. = 27,21 эВ.

Квантово-химические методы расчета характеристик молекул, основанные на детерминантах Слэтера, приводят к резкому увеличению объема вычислений по мере роста числа атомов в молекуле и/или заряда ядер составляющих ее атомов. Несмотря на большую сложность расчета, оперирующего детерминантами Слэтера, полученные в нем результаты хуже согласуются с данными эксперимента, чем результаты значительно менее трудоемкого расчета методом функционала локальной спиновой плотности.

**Таблица 5.2. Экспериментальные потенциалы ионизации легких атомов  
и результаты расчета их разными методами [64]**

Z	Атом	Эксперимент	Метод ХФ		LSD-SIC
			$-\varepsilon_{\max}$	$E_{\text{ХФ}}^{(+)} - E_{\text{ХФ}}^{(0)}$	$-\varepsilon_{\max}$
2	He	24,587	24,98	23,45	25,8
3	Li	5,392	5,341	5,341	5,4
4	Be	9,322	8,416	8,043	—
5	B	8,298	8,432	7,932	—
6	C	11,260	11,79	10,79	—
7	N	14,543	15,44	13,96	14,9
8	O	13,618	17,19	11,89	—
9	F	14,422	19,86	15,72	—
10	Ne	21,564	23,14	19,84	22,9
11	Na	5,139	4,955	4,952	5,1
12	Mg	7,646	6,884	6,615	—
13	Al	5,986	5,714	5,507	—
14	Si	8,151	8,081	7,660	—
15	P	10,486	10,66	10,04	10,0
16	S	10,360	11,90	9,031	—
17	Cl	12,967	13,78	11,80	—
18	Ar	15,759	16,08	14,78	15,8
19	K	4,341	4,011	4,005	4,3 —
20	Ca	6,113	5,320	5,118	—
21	Sc	6,54	5,717	5,347	—
22	Ti	6,82	6,008	5,513	—
23	V	6,74	6,275	5,668	—
24	Cr	6,766	6,038	5,88	6,7
25	Mn	7,435	6,743	5,90	7,1

Примечание. Потенциалы ионизации выражены в электрон-вольтах  $E_{\text{ХФ}}^0$ ,  $E_{\text{ХФ}}^{+}$  — энергии нейтрального атома и иона в приближении ХФ,  $\varepsilon_{\max}$  — максимальное собственное значение энергии заполненных электронных состояний.



**Рис. 5.14.** Отклонение от эксперимента теоретических потенциалов первой ионизации легких атомов. 1 — приближение ХФ по теореме Купманса; 2 — приближение ХФ с релаксацией; кружки — метод LSD

**Таблица 5.3.** Энергия связи электрона в отрицательных ионах [64]

Ион	ХФ	LSD-SIC	Экспери- мент	Ион	ХФ	LSD-SIC	Экспери- мент
H <sup>-</sup>	-0,33	0,7	0,75	Cl <sup>-</sup>	2,58	3,8	3,61
O <sup>-</sup>	-0,54	1,6	1,46	Br <sup>-</sup>	2,58		3,36
F <sup>-</sup>	1,36	3,6	3,45	I <sup>-</sup>	2,47		3,06

В табл. 5.4 [64] содержатся полученные в расчетах методом функционала локальной спиновой плотности энергии диссоциации, равновесные межатомные расстояния и частоты колебаний двухатомных молекул, состоящих из некоторых легких атомов. Там же приведены соответствующие экспериментальные данные.

Согласие с экспериментом равновесных расстояний и колебательных частот, полученных в рамках метода LSD, довольно хорошее: для молекул, включенных в табл. 5.4, среднее отклонение от эксперимента составляет 0,05 ат. ед. для равновесных расстояний и 80 см<sup>-1</sup> для частот колебаний. Энергии диссоциации несколько завышены, среднее отклонение от эксперимента, по данным табл. 5.4, составляет 1,2 эВ. Как показывает расчет для молекулы азота N<sub>2</sub>, результаты которого

**Таблица 5.4. Некоторые характеристики двухатомных молекул, полученные методом функционала локальной спиновой плотности, и сравнение их с экспериментом [64]**

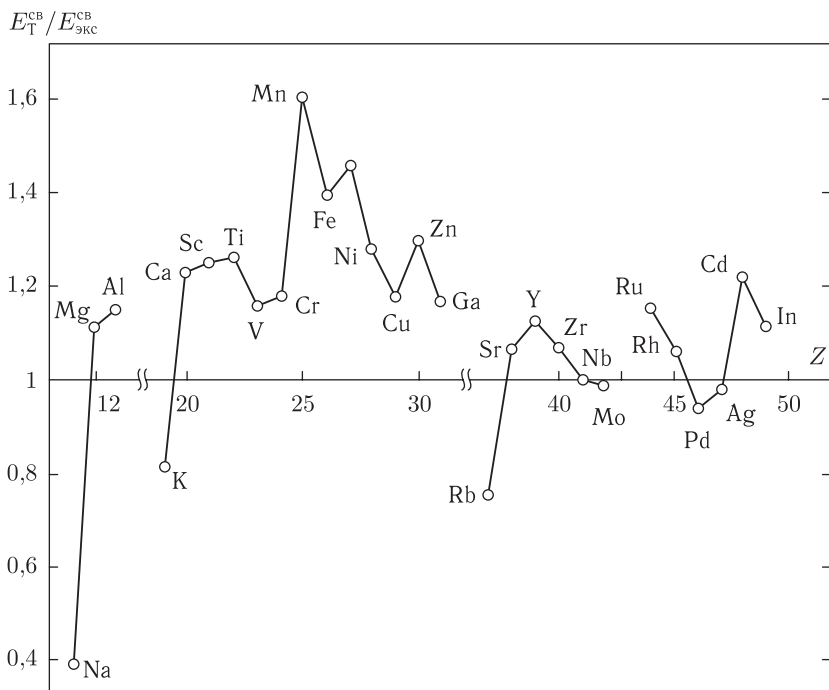
Молекула	$D$ , эВ		$R$ , ат. ед.		$\omega$ , $\text{см}^{-1}$	
	Эксперимент	LSD	Эксперимент	LSD	Эксперимент	LSD
H <sub>1</sub>	4,8	4,9	1,40	1,45	4400	4190
Li <sub>2</sub>	1,1	1,0	5,05	5,12	350	330
B <sub>2</sub>	3,0	3,9	3,00	3,03	1050	1030
C <sub>2</sub>	6,3	7,3	2,35	2,35	1860	1880
N <sub>2</sub>	9,9	11,6(9,94)	2,07	2,07(2,07)	2360	2380
O <sub>2</sub>	5,2	7,6	2,28	2,27	1580	1620
F <sub>2</sub>	1,7	3,4	2,68	2,61	890	1060
Na <sub>2</sub>	0,8	0,9	5,82	5,67	160	160
Al <sub>2</sub>	1,8	2,0	4,66	4,64	350	350
Si <sub>2</sub>	3,1	4,0	4,24	4,29	510	490
P <sub>2</sub>	5,1	6,2	3,58	3,57	780	780
S <sub>2</sub>	4,4	5,9	3,57	3,57	730	720
Cl <sub>2</sub>	2,5	3,6	3,76	3,74	560	570

приведены в скобках в соответствующей строке таблицы, учет поправки на остаточное самодействие к LSD должен существенно улучшить согласие расчетных энергий диссоциации с экспериментом.

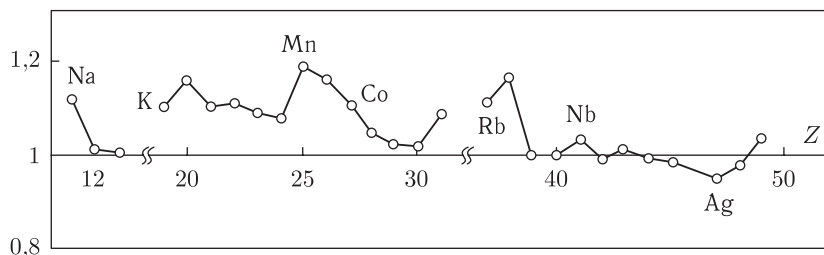
### 5.3.2. Конденсированные среды

На рис. 5.15, 5.16 [64] для ряда металлов показаны в зависимости от  $Z$  отклонения от эксперимента расчетных значений энергии связи атомов в кристалле и плотностей, соответствующих нулевым температуре и давлению.

Представленные результаты получены, как уже отмечалось [64], далеко не самым совершенным методом расчета зонной структуры и поэтому должны рассматриваться лишь как верхняя оценка точности, которая может быть достигнута в настоящее время при расчетах свойств кристаллов на основе метода функционала плотности.



**Рис. 5.15.** Отклонения теоретических значений энергий связи атомов в некоторых металлах от экспериментальных



**Рис. 5.16.** Отклонения теоретических значений кристаллической плотности ряда металлов при нулевых давлении и температуре от экспериментальных

Проведенные расчеты показали, что, за исключением лантанидов и легких актиноидов, теория в основном верно предсказывает устойчивую структуру. Лишь для натрия и золота ОЦК-структура оказывается выгоднее, чем наблюдаемые в экспериментах гексагональная с плотной упаковкой и гранецентрированная соответственно. Менее успешным оказалось предсказание устойчивых структур лантанидов и легких актиноидов, хотя и здесь число совпадений с экспериментом значительно.

Т а б л и ц а 5.5. Энергетическая щель в кристаллах благородных металлов

Кристалл	$\Delta E_{\text{экс}}$	$\Delta E_{\text{ХФ}} - \Delta E_{\text{экс}}$		$\Delta E_{\text{LSD}} - \Delta E_{\text{экс}}$	$\Delta_{\text{SIC}}$
		без корреля- ции	с корреля- цией		
Ne	21,4	+3,8	+0,9	-10,2	+9,9
Ag	14,2	+4,3	+1,0	-5,9(-0,7)	+5,8
Kr	11,6	+4,8	+1,8	-4,9	+4,9

По-видимому, это связано с неадекватностью расчетного метода для металлов с незаполненной  $f$ -оболочкой.

Известной проблемой в расчетах зонной структуры является несоответствие экспериментальных значений ширины энергетической щели между заполненной и пустой зонами в изоляторах и результатов расчета в приближениях ХФ и функционала локальной спиновой плотности. Если в приближении ХФ завышение ширины щели происходит вследствие неучета корреляций, то причина ее занижения в приближении LSD может быть в том, что из-за различной степени локализации орбиталей в валентной и проводящей зонах остаточное самодействие различным образом влияет на соответствующие собственные значения. Например, в кристаллах благородных газов  $p$ -подобные валентные зоны узки и удалены от остальных зон, подобно атомным  $p$ -состояниям. Поэтому можно ожидать, что при учете поправки на остаточное самодействие такое же смещение  $p$ -состояний, как наблюдается в атомных расчетах, будет иметь место и в кристаллах. В табл. 5.5 [64] приведены экспериментальные значения ширины щели  $\Delta E_{\text{экс}}$  в кристаллах благородных газов и отклонения от них результатов расчетов в приближениях ХФ без учета и с приближенным учетом корреляций и функционала локальной спиновой плотности. Там же приведены разности ( $\Delta_{\text{SIC}} = E_{\text{пр}}^{\text{LSD}} - E_{\text{пр}}^{\text{LSD-SIC}}$ ) между энергиями внешних  $p$ -орбиталей, вычисленных без учета и с учетом поправки на остаточное самодействие. Все данные выражены в электрон-вольтах.

Представленные данные показывают, что смещение собственных значений внешних  $p$ -орбиталей в атомах благородных газов при учете поправки на остаточное самодействие практически совпадает с погрешностью теоретического определения щели в приближении LSD. Это позволяет предположить, что трудности приближения локальной плотности в данном случае связаны с остаточным самодействием. Результат, полученный при расчете для кристалла аргона с учетом поправки на остаточное самодействие и представленный в скобках в соответствующей строке таблицы, подтверждает такое предположение,



свидетельствуя тем самым, что априори пренебрегать остаточным самодействием в кристаллах не следует.

Методы функционала плотности с успехом используются для расчета термодинамических свойств веществ. Наиболее часто метод функционала плотности применяется для расчета холодных кривых, изотерм  $T = 300$  К и ударных адиабат кристаллической фазы [65–68]. Так, в работе [65] приведены комнатные изотермы и ударные адиабаты Al, Si, Ta, Mo и W, в работе [66] — холодная кривая Zn, в работе [66] — холодная кривая Al и комнатная изотерма Be, в работе [67] — изотерма  $T = 300$  К для Mg, в работе [68] — холодная кривая Al до сверхвысоких давлений около 100 Мбар.

Мы видим, что метод функционала плотности, будучи эквивалентен точному решению задачи многих тел, выгодно отличается от прямых квантово-механических методов значительно большей простотой и поэтому считается мощным средством описания широкого спектра физических свойств сложных электронных систем. В физике конденсированного состояния его иногда называют стандартной моделью, подчеркивая высокое качество даваемых им результатов.

Этот метод не заменяет, а дополняет существовавшие ранее подходы, открывая еще один путь построения приближенных решений проблемы многих тел. Если ранее приближенные решения находились, как правило, путем обрезания или частичного суммирования рядов, то метод функционала плотности позволяет строить приближения, исходя из аналогий с другими, более простыми системами, решение для которых найдено независимыми методами. Этот в высокой степени физический подход еще далеко не исчерпал своих возможностей и обещает в будущем много интересных результатов.

Заключая эту лекцию, следует отметить, что современные модели динамики неидеальной плазмы достигли сегодня достаточного уровня совершенства, сделав доступными термодинамическое описание состояний с чрезвычайно высокими (концентрационными, твердотельными) плотностями и ультравысокими давлениями мегабарного-гигабарного диапазона.

## Литература

1. **Фортов В.Е.** Экстремальные состояния вещества. М.: Физматлит, 2009.
2. **Фортов В.Е.** Экстремальные состояния вещества на земле и в космосе // УФН. 2009. Т. 179. № 6. С. 653–687.
3. **Эбелинг В., Крефт В., Кремпл Д.** Теория связанных состояний и поляризационного равновесия в плазме и твердом теле. М.: Мир, 1979.
4. **March N.H., Tosi M.P.** Coulomb Liquids. London: Academic Press, 1984.

5. **Ebeling W., Kraeft W.-D., Kremp D.** Theory of bound states and ionization equilibrium in plasmas and solids. Berlin: Akademie-Verlag, 1976.
6. **Киржниц Д.А., Лозовик Ю.Е., Шпатаковская Г.В.** Статистическая модель вещества // УФН. 1975. Т. 117. № 9. С. 3.
7. **Rozsnyai B.F.** Relativistic hartree-fock-slater calculations for arbitrary temperature and matter density // Phys. Rev. A. 1972. V. 5. № 3. P. 1137–1149.
8. **Синько Г.В.** // ТБТ. 1983. С. 1041.
9. **Solar plasma: calculation of thermodynamic functions and equation of state / V.K. Gryaznov, S.V. Ayukov, V.A. Baturin et al // J. Phys. A. 2006. V. 39. № 17. P. 4459.**
10. **Иосилевский И.Л.** // ТБТ. 1980. Т. 18. № 3. С. 447–452.
11. **Gryaznov V.K., Iosilevskiy I.L., Fortov V.E.** Thermodynamic Properties of Shock Compressed Plasmas Based on a Chemical Picture // High-Pressure Shock Compression of Solids VII Shock Waves and Extreme States of Matter / Ed. by V.E. Fortov, L.V. Al'tshuler, R.F. Trunin, A. I. Funtikov. Springer-Verlag. 2004. P. 437–489.
12. **Теплофизические свойства рабочих сред газозатопленного ядерного реактора / В.К. Грязнов, И.Л. Иосилевский, Ю.Г. Красников и др. М.: Атомиздат, 1980.**
13. **Грязнов В.К., Жерноклетов М.В., Зубарев В.Н. и др. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 2. С. 573–585.**
14. **Фортов В.Е., Леонтьев А.А., Дремин А.Н., Грязнов В.К. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 225.**
15. **Варгафтик Н.Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972.
16. **Гиршфельдер Д., Кертис К., Берд Р.** Молекулярная теория жидкостей и газов. М.: ИИЛ, 1961.
17. **Фортов В.Е., Ломакин Б.Н., Красников Ю.Г. // ТБТ. 1971. Т. 9. № 5. С. 869–878.**
18. **Зельдович Я.Б.** // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 1577.
19. **Keeler R.K., Van Thiel M., Alder B.J. // Physica. 1965. V. 31. P. 1437.**
20. **Nellis W.J., Van Thiel M., Mitchell A. C.** Shock compression of liquid xenon to 130 GPa (1.3 Mbar) // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. № 12. P. 816–818.
21. **Urlin V.D., Mochalov M.A., Mikhailova O.L.** Liquid xenon study under shock and quasi-isentropic compression // High Pressure Research. 1992. V. 8. P. 595–605.
22. **Radousky H.B., Ross M. // Phys. Lett. A. 1988. V. 129. P. 43.**
23. **Electrical conductivity of shock compressed Xenon / V.B. Mintsev, V.Ya. Ternovoi, V.K. Gryaznov et al // Shock Compression of Condensed Matter-1999 / Ed. by S.C Shmidt, D.P. Dandekar, J.W. Forbes. N.Y.: Woolbury. 2000. P. 987–990.**
24. **Теплофизические свойства горячей плотной плазмы / В. Эбелинг, А. Ферстер, В. Фортов и др. Москва, Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2007.**

25. Григорьев Ф.В., Кормер С.Б., Михайлова О.Л. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 1271.
26. Глуходедов В.Д., Киршанов С.И., Лебедева Т.С., Мочалов М.А. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 551.
27. Фортвов В.Е. Динамические методы в физике плазмы // УФН. 1982. Т. 138. № 3. С. 361–412.
28. **Compendium** of shock wave data, Livermore Lawrence Laboratory Report UCRL-50108 / Ed. by M. Van Thiel. LLNL. 1977. V. 1–3.
29. **LASL** Shock Hugoniot Data / Ed. by S. P. Marsh. Berkeley-LA-London: University of California Press, 1980.
30. **Экспериментальные** данные по ударной сжимаемости и адиабатическому расширению конденсированных веществ при высоких плотностях энергии / М. В. Жерноклетов, В.Н. Зубарев, Р.Ф. Трунин, В.Е. Фортвов. Черноголовка: ИПХФ РАН. 1996.
31. **Альтшулер Л.В.** Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. № 2. С. 197–258.
32. **Взрывные** лабораторные устройства для исследования сжатия веществ в ударных волнах / Л.В. Альтшулер, Р.Ф. Трунин, К.К. Крупников, Н.В. Панов // УФН. 1996. Т. 166. № 5. С. 575–581..
33. **Анисимов С.И., Прохоров А.М., Фортвов В.Е.** Применение мощных лазеров для исследования вещества при сверхвысоких давлениях // УФН. 1984. Т. 142. № 3. С. 395.
34. **Фортвов В.Е., Якубов И.Т.** Неидеальная плазма. М.: Энергоатомиздат, 1994.
35. **Зельдович Я.Б., Ландау Л.Д.** О соотношении между жидким и газообразным состоянием у металлов // ЖЭТФ. 1944. V. 14. P. 32–34.
36. **Трунин Р.Ф., Симаков Г.В., Сутулов Ю.Н. и др.** // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. № 3. С. 1024–1038.
37. **Трунин Р.Ф., Симаков Г.В.** // ЖЭТФ. 1993. Т. 103. С. 2180.
38. **Грязнов В.К., Жерноклетов М.В., Иосилевский И.Л. и др.** // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. № 4. С. 1242.
39. **Альтшулер Л.В., Брусникин С.Е., Марченко А.С.** // ТВТ. 1989. Т. 27. С. 636.
40. **Experimental** evidence for magnetorotational instability in a taylor-couette flow under the influence of a helical magnetic field / Frank Stefani, Thomas Gundrum, Gunter Gerbeth et al // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. № 18. P. 184502.
41. **Gryaznov V.K., Iosilevski I.L., Fortov V.E.** Calculation of Porous Metal Hugoniot // Physics of Strongly Coupled Plasmas / Ed. by W. D. Kraeft, M. Schlanges. Singapore: World Scientific. 1996. P. 277–356.
42. **Иосилевский И.Л., Грязнов В.К.** // ТВТ. 1981. Т. 19. С. 1121.
43. **Никифоров А.Ф., Новиков В.Г., Уваров В.** Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы и методы расчета росселадновых пробегов и уравнений состояния. М.: Физматлит, 2000.
44. **Грязнов В.К., Иванова А.Н., Гуцев Г.Л. и др.** // Журн. структ. хим. 1989. Т. 30. С. 132.

45. **Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортков В.Е.** Расчет термодинамических свойств ударно-сжатой плазмы металлов // Физика низкотемпературной плазмы. Петрозаводск. 1995. С. 105.
46. **Кормер С.Б., Фунтиков А.И., Урлин В.Д., Колесникова А.Н.** // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 686.
47. **Зубарев В.Н., Подурец М.А., Попов Л.В. и др.** // Детонация. Черно-голова: ИХФЧ РАН. 1978. С. 61.
48. **Грязнов В.К., Иосилевский И.Л., Фортков В.Е.** // Письма ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 1378.
49. **Баканова А.А., Дудолодов И.П., Сутулов Ю.Н.** // ПМТФ. 1974. № 2. С. 117.
50. **March N., Murray A.** // Proc. Roy. Soc. 1961. V. A261. P. 119.
51. **Hohenberg P., Kohn W.** Inhomogeneous electron gas // Phys. Rev. 1964. V. 136. № 3B. P. B864–B871.
52. **Kohn W., Sham L. J.** Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects // Phys. Rev. 1965. V. 140. № 4A. P. A1133–A1138.
53. **Vanderbilt D.** Soft self-consistent pseudopotentials in a generalized eigenvalue formalism // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. № 11. P. 7892–7895.
54. **Kresse G., Joubert D.** From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. № 3. P. 1758–1775.
55. **Car R., Parrinello M.** Unified Approach for Molecular Dynamics and Density-Functional Theory // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. № 22. P. 2471–2474.
56. **Slater J.C., Koster G.F.** Simplified LCAO Method for the Periodic Potential Problem // Phys. Rev. 1954. V. 94. № 6. P. 1498–1524.
57. **Andersen O.K.** Linear methods in band theory // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. № 8. P. 3060–3083.
58. **Slater J.C.** Wave Functions in a Periodic Potential // Phys. Rev. 1937. V. 51. № 10. P. 846–851.
59. **Parr R.G., Yang W.** Density-Functional Theory of Atoms and Molecules. New York: Oxford Univ. Press. 1989.
60. **Dreizler R.M., Gross E. K.U.** Density Functional Theory: An Approach to the Quantum Many-body Problem. Berlin: Springer-Verlag. 1990.
61. **Martin R.** Electronic Structure: Basic Theory and Practical Methods. Cambridge: University Press. 2004.
62. **Perdew J.P., Kurth S.** Density functionals: Theory and applications // Lecture Notes in Physics / Ed. by D. Joubert. Berlin: Springer. 1998. P. 8.
63. **Кон В.** Электронная структура вещества — волновые функции и функционалы плотности // УФН. 2002. Т. 172. № 3. С. 336.
64. **Синько Г.** Описание систем многих частиц методом функционала плотности // Математическое моделирование / под ред. Н.Н. Калиткин. М.: Наука. 1989. С. 197–231.
65. **Wang Y., Chen D., Zhang X.** Calculated Equation of State of Al, Cu, Ta, Mo, and W to 1000 GPa // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. № 15. P. 3220–3223.

66. **Sin'ko G.V., Smirnov N.A.** Relative stability and elastic properties of hcp, bcc, and fcc beryllium under pressure // *Phys. Rev. B.* 2005. V. 71. № 21. P. 214108.
67. **Sin'ko G.V., Smirnov N.A.** Ab initio calculations for the elastic properties of magnesium under pressure // *Phys. Rev. B.* 2009. V. 80. № 10. P. 104113.
68. **Pickard C.J., Needs R. J.** Aluminium at terapascal pressures // *Nature Mat.* 2010. V. 9. P. 624–627.

## ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА В АСТРОФИЗИКЕ

Физика экстремальных состояний вещества лежит в основе современного понимания эволюции и строения Вселенной [1].

По современным представлениям Вселенная состоит из обычного вещества, фотонов, реликтового излучения, скрытой массы и «вакуумноподобного» вещества, проявляющегося как ненулевая космологическая постоянная [2, 3]. Под обычным веществом подразумеваются в основном протоны, электроны, нейтроны. Водород является доминирующим элементом. Имеется также гелий и небольшое количество лития. Тяжелые атомы присутствуют во Вселенной в очень малом количестве. Число протонов в нашей Вселенной размером  $10^{28}$  см оценивается числом Эддингтона–Дирака  $N = 10^{80}$ . Плотность вещества во Вселенной  $\rho_{\text{вещ}} = 10^{-31}$  г/см<sup>3</sup>. Это вещество присутствует в виде звезд, планет, комет, межзвездного газа, метеоритов и космических лучей.

Около 74 % энергии-массы принадлежит антигравитирующей «темной энергии» [4]. На гравитирующую массу («темную», или скрытую, массу) приходится около четверти средней плотности Вселенной, примерно 22 % занимает «темное» вещество, и всего около 4 % приходится на обычное барионное вещество, представленное в Периодической таблице Менделеева. Эти 4 % содержатся в звездах, планетах и межзвездной среде. На межзвездную среду приходится 4/5 массы барионного вещества и только 0,5 % средней плотности Вселенной сосредоточено в звездах. Они занимают всего  $10^{-25}$  объема Вселенной. Несмотря на эти скромные «средние» цифры, звезды играют поистине выдающуюся роль в нашей Вселенной — их яркое излучение доходит до нас с громадных расстояний и является основным источником информации о происходящих во Вселенной разнообразных процессах трансформации вещества и энергии. В них происходят необратимые процессы термоядерных превращений и рождение тяжелых элементов, генерация недоступных для нас экзотических форм материи — нейтронного вещества, кварк-глюонной плазмы и т.п. И если сведения о первых сотнях тысяч лет эволюции Вселенной доходят до нас в виде реликтового излучения, то об истории следующих миллиардов лет мы судим по звездам.

Диапазон изменения параметров вещества во Вселенной чрезвычайно широк [5, 6]: от космического вакуума и разреженного межгалактического газа с плотностью  $10^{-30}$  г/см<sup>3</sup> (это значение следует из измерений гравитационных эффектов вакуума и согласуется с соображениями о верхнем пределе, вытекающем из ограничений снизу на кривизну пространства [7]) до экстремально высоких плотностей  $10^{14}$ – $10^{17}$  г/см<sup>3</sup> нейтронных звезд (табл. 6.1). Температура межгалактического газа с плотностью  $n \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$  см<sup>-3</sup> достигает  $10^7 - 10^8$  К, а при нагреве ударными волнами (от сброса оболочек звезд, их столкновений и взрывов, от столкновения газовых облаков и т.п.) может достигать миллиарда градусов. Внутри нейтронных звезд она составляет  $10^8 - 10^{11}$  К [1]. 99% видимой материи разогрето до температуры, превышающей  $10^5$  К.

Если в межгалактическом пространстве магнитные поля составляют порядка  $10^{-9}$  Гс, а вблизи плоскости Галактики  $10^{-6}$  Гс, то на поверхности нейтронных звезд — на 22 порядка больше. Рекорд здесь принадлежит недавно открытым магнитарам — нейтронным звездам, обладающим гигантским магнитным полем — до  $10^{15}$  Гс, что соответствует плотностям порядка  $10^8$  г/см<sup>3</sup>, приближающимся к плотности ядерной материи.

Гигантские черные дыры поглощают целые звездные системы и горячие ядра галактик. Обсуждаемые в последнее время магнитные туннели («кратовые норы»), возможно, связывают нашу и другие вселенные, если они существуют. Гравитационная аккреция вещества порождает высококолламированные струи, пучки заряженных частиц, ускоренных до ультравысоких энергий. Взрывы сверхновых генерируют ударные волны, плазменные выбросы, турбулентные плазменные и пылевые облака, создавая материал для рождения новых звезд [5, 6, 8, 9].

Задача исследователей состоит в том, чтобы хоть в какой-то мере воспроизвести в лабораторных условиях эти экзотические состояния и трансформации материи путем столкновения релятивистских ядер, в фокусе сверхмощных лазеров, в схлопывающихся плазменных пинчах или воспроизвести в расчетах на суперЭВМ [8]. При этом разница в лабораторных и астрофизических масштабах достигает многих порядков (до 25) величин, поэтому необходим выбор адекватных безразмерных переменных и аккуратный анализ критериев подобия [10].

Центральный элемент для описания строения и эволюции астрофизических объектов — физические свойства сжатого и разогретого вещества [1]. Это уравнения состояния вещества, состав плазмы, ее оптические свойства, коэффициенты переноса: вязкость, теплопроводность, диффузия, электропроводность, тормозная способность частиц и т.д. Эти сведения необходимы в широком диапазоне параметров состояния, и только узкая часть которых доступна сегодня для лабо-

**Т а б л и ц а 6.1. Характерные параметры вещества в природе и в лаборатории**

Объект	$T, K$	$\rho, \text{г/см}^3$	$p, \text{бар}$
Межгалактический газ	$10^7-10^8$	$10^{-30}-10^{-3}$	$10^{-17}-10^{-7}$
Земля, центр	$5 \cdot 10^3$	10–20	$3,6 \cdot 10^6$
Юпитер, центр	$1,5-3 \cdot 10^4$	5–30	$3-6 \cdot 10^7$
Экзопланеты	$10^3-10^5$	1-30	$10^7-10^8$
Алмазные наковальни	$4 \cdot 10^3$	5–20	$5 \cdot 10^6$
Ударные волны	$10^7$	13–50	$5 \cdot 10^9$
Управляемый термоядерный синтез, магнитное удержание	$10^8$	$3 \cdot 10^{-9}$	50
Управляемый термоядерный синтез, инерционное удержание	$10^8$	150–200	$2 \cdot 10^{11}$
Солнце	$1,5 \cdot 10^7$	150	$10^{11}$
Красный гигант	$2-3 \cdot 10^7$	$10^3-10^4$	$5 \cdot 10^{12}$
Белый карлик	$10^7$	$10^6-10^9$	$10^{16}-10^{22}$
Релятивистское столкновение ядер золота, 100 ГэВ/нуклон, Брукхейвен	$2 \cdot 10^7-7 \cdot 10^{13}$	$10^{15}$	$10^{30}$
Нейтронная звезда, черная дыра, $\gamma$ -всплески	$10^8-10^{11}$	$10^{14}-5 \cdot 10^{15}$	$10^{25}-10^{27}$
Ранняя Вселенная (планковские условия)	$10^{32}$	$10^{94}$	$10^{106}$

раторных измерений. Вместе с тем в достаточно обширных областях хорошо работают теоретические модели, развитые для горячей плазмы или холодного плотного вещества [1, 8, 11, 12].

## **6.1. Планеты и экзопланеты, маломассивные звезды**

Полученная автоматическими станциями детальная информация о планетах-гигантах Солнечной системы, а также открытие сотен планет вне Солнечной системы (экзопланеты) дали значительный толчок



планетарным исследованиям [13]. Развитые здесь модели эволюции и строения основаны на количественной информации о физических свойствах сжатого горячего вещества в мегабарном и ультрамегабарном диапазоне давлений (рис. 2.17, табл. 6.1).

### 6.1.1. Планеты Солнечной системы

На рис. 6.1 приведены массы и размеры планет Солнечной системы, а на рис. 6.2 [14] — их размеры и среднее расстояние от Солнца. Точки на рис. 6.1 расположены почти на одной линии, соответствующей средней плотности около  $3 \text{ г/см}^3$  [15], находятся в пределе от  $0,5 \text{ г/см}^3$  для ядер комет до  $7,7 \text{ г/см}^3$  для металлических астероидов и метеороидов.

Крупнейшая из планет — Юпитер на порядок меньше Солнца по размеру, но имеет близкую к Солнцу плотность ( $1,33$  и  $1,41 \text{ г/см}^3$  соответственно). Сатурн по размеру близок к Юпитеру, но его плотность почти в 2 раза меньше —  $0,70 \text{ г/см}^3$ . Плотность Урана и Нептуна —  $1,27$  и  $1,64 \text{ г/см}^3$ ; вместе с Юпитером и Сатурном они образуют группу планет-гигантов Солнечной системы. Земля (средняя плотность  $5,52 \text{ г/см}^3$ ), Венера ( $5,24 \text{ г/см}^3$ ), Марс ( $3,94 \text{ г/см}^3$ ) и Меркурий ( $5,43 \text{ г/см}^3$ ) образуют земную группу планет с высокой средней плотностью вещества. Околосолнечное вещество составляет  $0,134\%$  массы Солнечной системы, подавляющее количество которого ( $99,866\%$ ) приходится на Солнце — обычную звезду, желтый карлик.

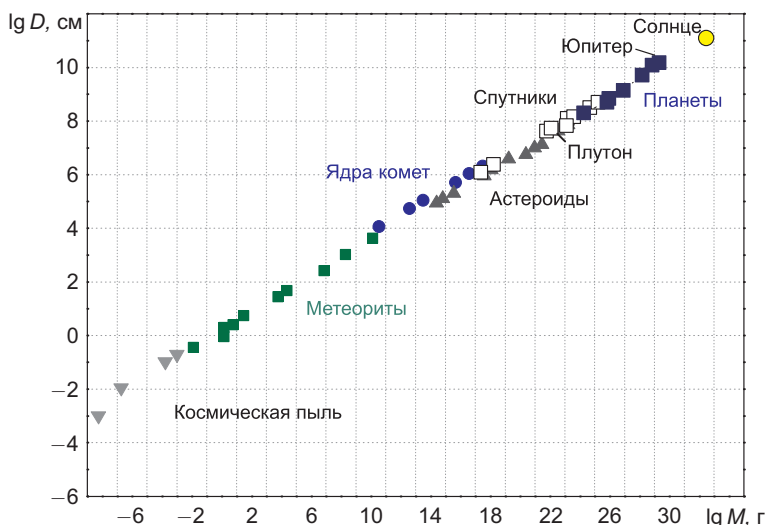


Рис. 6.1. Массы и размеры объектов Солнечной системы

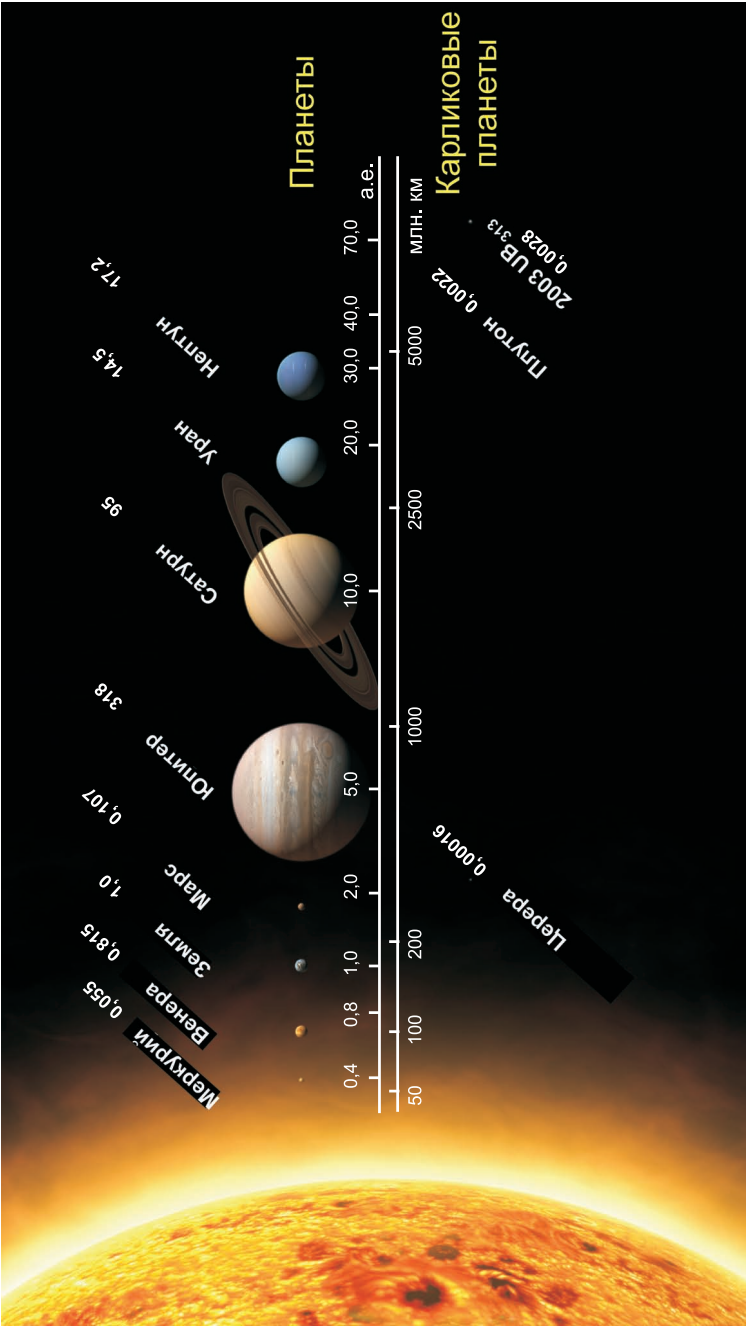
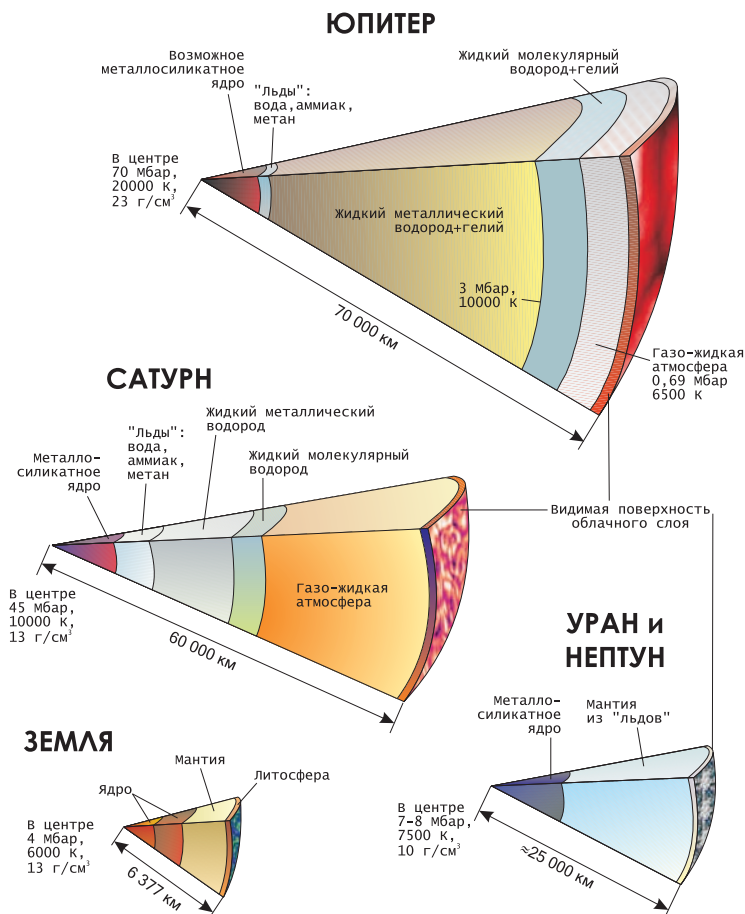


Рис. 6.2. Массы планет (в единицах массы Земли) и их среднее расстояние от Солнца



**Рис. 6.3. Схема внутреннего строения планет-гигантов в сравнении со строением Земли**

На рис. 6.3 [14] представлены структура и характерные параметры ряда планет-гигантов Солнечной системы, в которых сосредоточено 99,5% массы окосолнечного вещества. Видно, что речь идет о сложной структуре и разнообразных физических процессах, которые необходимо научиться воспроизводить в лаборатории и описывать теоретическими моделями плотной плазмы мегабарных давлений.

На рис. 6.4 показаны положение вещества планет на фазовой диаграмме и состояния, доступные для динамического эксперимента, а на рис. 6.5 дана диаграмма состояний железа, где указаны состояния Земли и ударные адиабаты железа. Внутреннее строение Земли приведено на рис. 6.6.

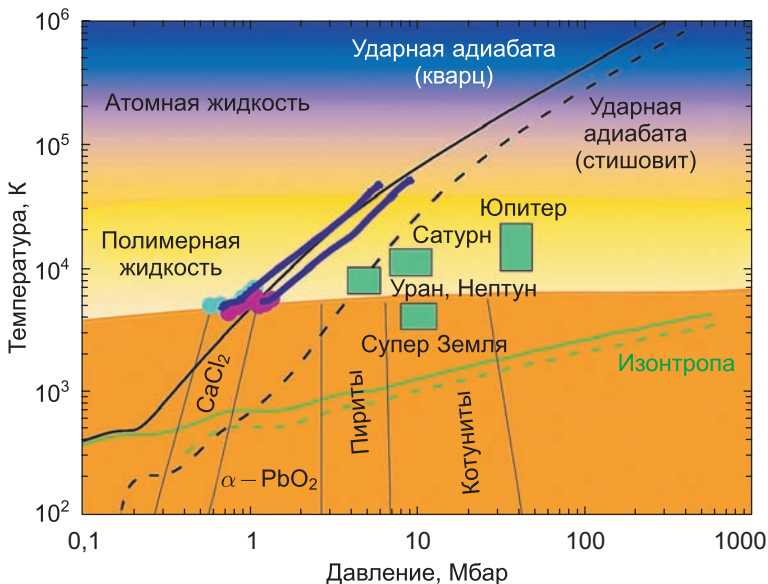


Рис. 6.4. Положение вещества на фазовой диаграмме

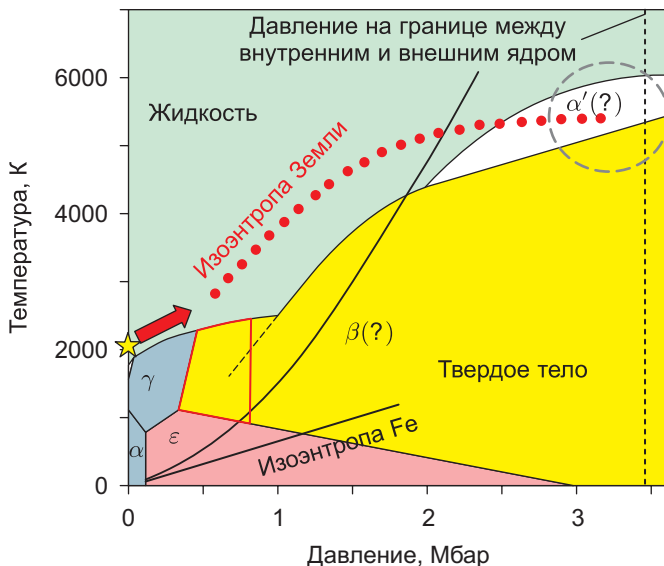
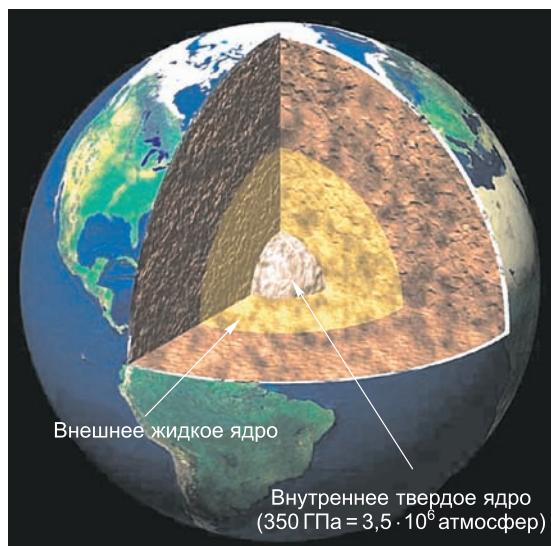


Рис. 6.5. Фазовая диаграмма железа, с ударной адиабатой Гюгонио и с указанием состояний на Земле

Масса Солнца составляет около  $2 \cdot 10^{30}$  кг, оно массивнее Земли в 333 тыс. раз и Юпитера в 1000 раз.



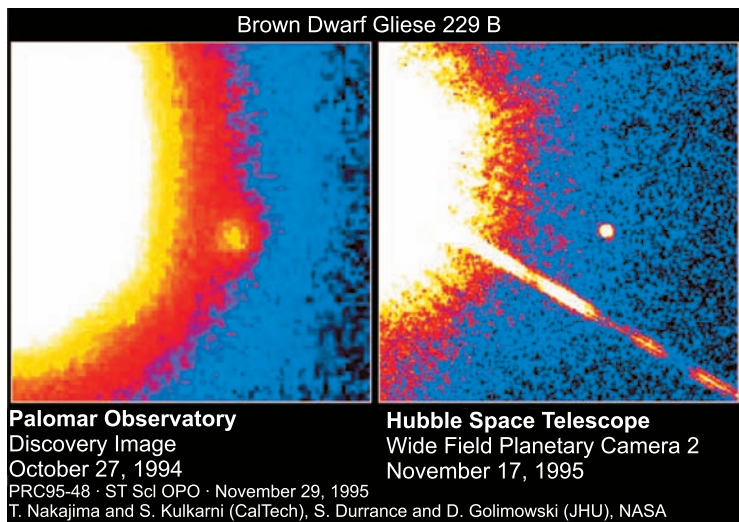
**Рис. 6.6. Внутреннее строение Земли**

Самые массивные среди известных сегодня звезд примерно в 100 раз массивнее Солнца. Эти массивные звезды всего в 1500 раз «тяжелее» самых маломассивных. При этом светимости звезд отличаются в триллион раз [4].

Размеры звезд различаются не так сильно, но тоже значительно — почти в миллиард раз (если не принимать в расчет нейтронные звезды). При этом самые большие звезды не обязательно самые массивные. Известны звезды, которые больше нашего Солнца по диаметру примерно в 1500 раз. При этом некоторые из них не отличаются существенно от Солнца по массе и имеют среднюю плотность в миллионы раз меньше, чем плотность Солнца, при том, что средняя плотность Солнца равна  $1,4 \text{ г/см}^3$  — лишь немного больше плотности воды [4].

### **6.1.2. Экзопланеты**

Значительно меньшее количество наблюдаемой информации получено о планетах, находящихся вне Солнечной системы. К настоящему времени с 1992 г. обнаружено несколько сотен таких объектов, которые фиксируются астрономами по уменьшению яркости звезды в момент прохождения планеты между ней и земным наблюдателем [16]. Редкий снимок экзопланеты — спутника звезды Gliese 229, полученной телескопом Хаббл [17], представлен на рис. 6.7. Светлый ореол справа —



**Рис. 6.7. Снимок спутника звезды Gliese 229.** Изображение получено космическим телескопом Хаббл

оптическая засветка фотоприемника. Масса этой экзопланеты составляет 20–60 масс Юпитера.

Лишь одна из открытых экзопланет — Gliese 581, находящаяся на расстоянии 20,5 световых лет от Земли, отдалено напоминает нашу планету. Ее температура 15–55 °С. Поиском земноподобных экзопланет занимается космический аппарат Kepler, запущенный NASA в 2009 г. Открытые сейчас экзопланеты относятся в основном к весьма массивным объектам (рис. 6.8 [13]) с широким спектром размеров орбит, что определяет разнообразные физические условия, в которых находится их вещество.

Так, открытая в 1998 г. экзопланета DH2094586 по строению и параметрам напоминает Юпитер, несколько превосходя его по температуре, с областью плазменного фазового перехода и фазового расслоения плазмы водорода и гелия. Исследователи предсказывают в большинстве случаев наличие массивного ядра (с массой до 100 масс Земли), содержащего тяжелые элементы. На рис. 6.8, 6.9 приведены размеры и массы ряда планет-гигантов и экзопланет, а также их химический состав в сопоставлении с рядом планет Солнечной системы.

На рис. 6.10 показана распространенность элементов согласно [13], где кружками отмечены соединения, важные для планет-гигантов и экзопланет.

Для интерпретации данных земных и космических измерений, а также построения на их основе моделей эволюции, структуры и энергетики этих объектов требуются надежные сведения о физических

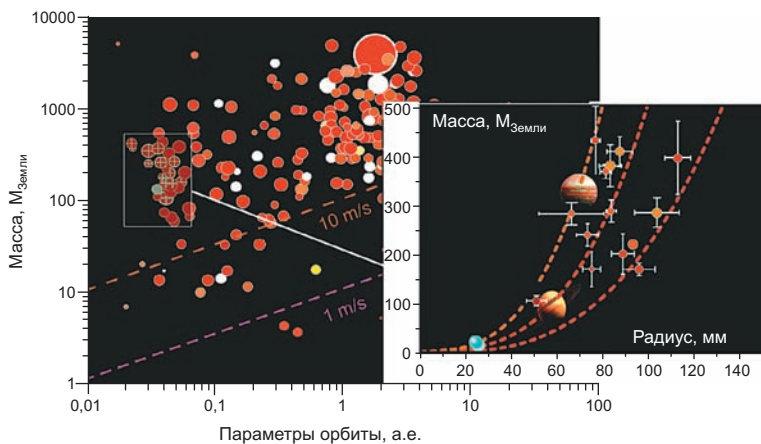


Рис. 6.8. Характеристики экзопланет

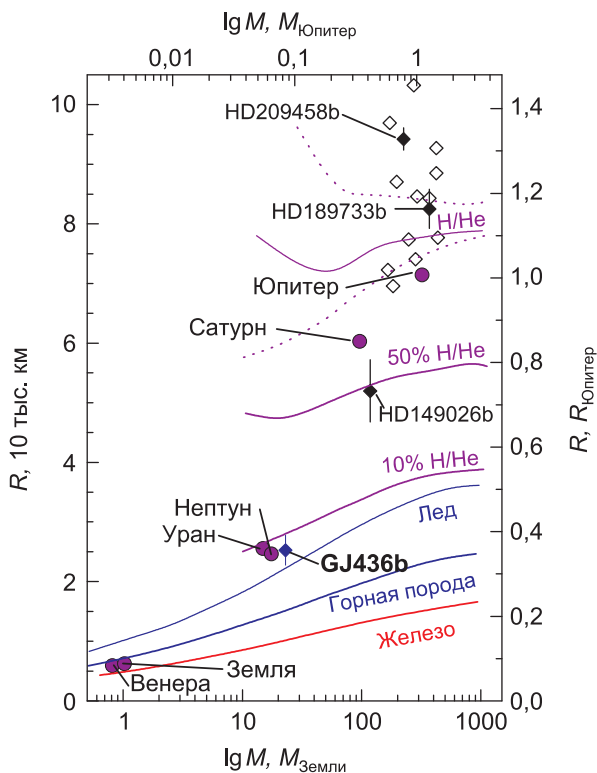


Рис. 6.9. Характеристики и химический состав экзопланет в сопоставлении с рядом планет Солнечной системы

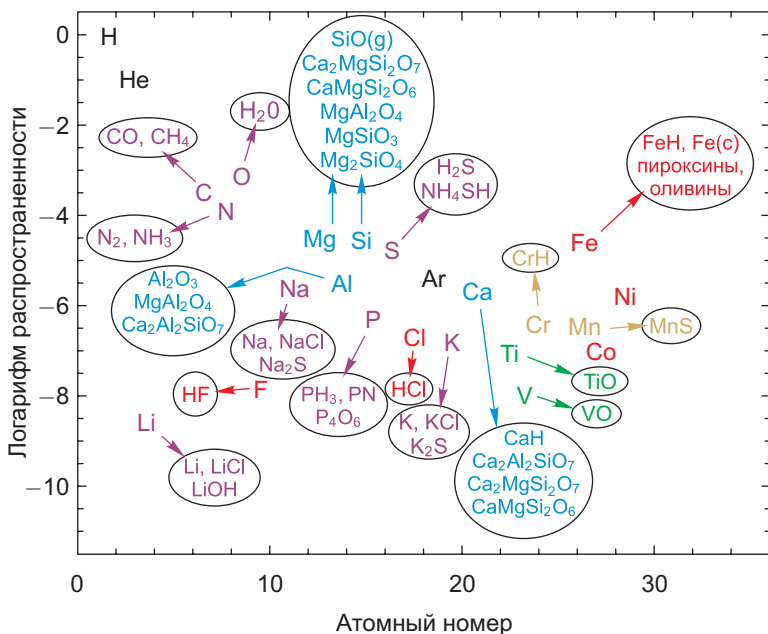


Рис. 6.10. Распространенность химических элементов согласно [13]

свойствах неидеальной плазмы в мегабарном диапазоне давлений. Речь идет о плотной многокомпонентной плазме с сильным коллективным межчастичным взаимодействием, где наряду с эффектами термической ионизации определяющую роль играет ионизация давлением — так называемая «холодная» ионизация. Ведь в центральной области Юпитера (см. рис. 6.3, 6.9, 6.13) давления достигают 40–60 Мбар при температуре  $(15 - 20)10^3$  К, а давление плазмы в центре коричневого карлика GL 229 составляет примерно  $10^5$  Мбар [9].

Для этих целей особый интерес, как мы отмечали, представляют эксперименты по многократному (квазиadiaбатическому) ударному сжатию водорода, гелия и их смесей на пневматических пушках и взрывных метательных устройствах [12, 18]. Эти сведения дают интересную и новую информацию об астрофизических объектах. Это данные об уравнении состояния, ионизации давлением (рис. 6.11) [12] и о фазовом переходе (рис. 6.12) [18] в неидеальной плазме. Измерения показали, что плазменный фазовый переход реализуется на изоэнтропе дейтерия при  $p \approx 1,2$  Мбар, где происходит ионизация давлением при плотности плазмы  $\rho \approx 0,5\text{--}1,0$  г/см<sup>3</sup>. Это позволило измерить границу металлизации Юпитера, сдвинув ее в сторону больших радиусов (рис. 6.13) [11, 19].



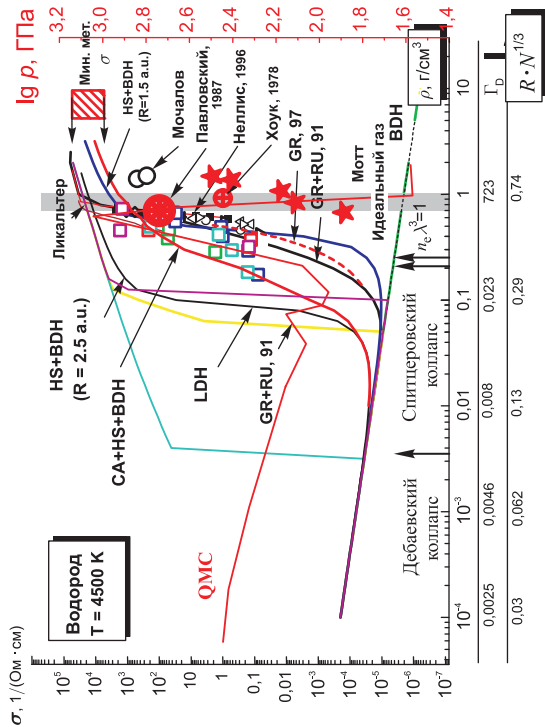


Рис. 6.1.1. Ионизация давлением неидеальной плазмы водорода. Серым цветом выделена область термодинамического фазового перехода [18], звездочками — результаты измерения плотности методом импульсной рентгенографии [18], QMC — расчеты квантовым методом Монте-Карло

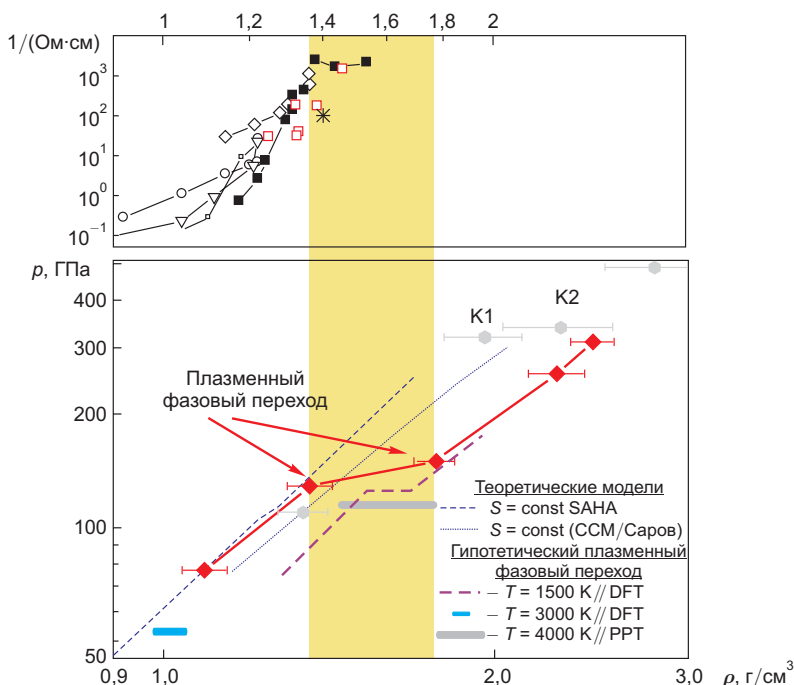


Рис. 6.12. Фиксация адиабатической сжимаемости дейтериевой плазмы [18]. Область плазменного фазового перехода выделена желтым цветом. Вверху данные по электропроводности в пересчете на плотность  $D_2$  (см. рис. 6.11)

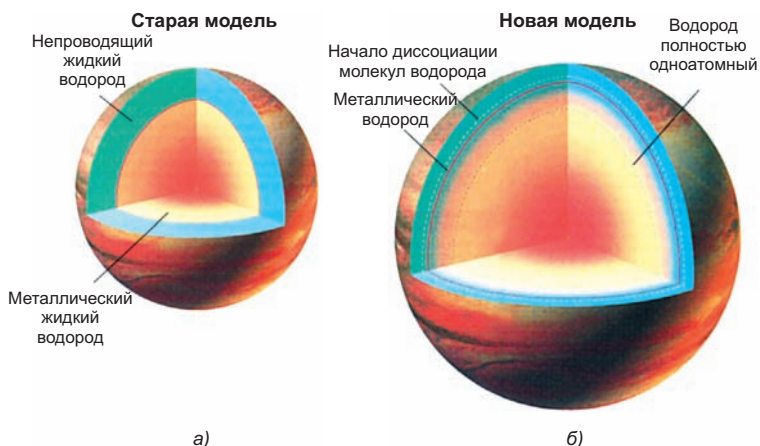


Рис. 6.13. Схема строения Юпитера до (а) и после (б) измерений электропроводности в ударно-сжатом водороде [19]. Зона металлического жидкого ядра сместилась от 0,75 радиуса до примерно 0,9 радиуса Юпитера (б)

Значение давления «холодной» ионизации существенно для оценки конвективных явлений и генерации высоких (10–15 Гс) магнитных полей Юпитера. Наличие плазменного фазового перехода представляет интерес для оценки внутренних (в том числе гравитационных) энерговыделений при фазовом разделении гелия и тяжелых элементов, а также для оценки тепловых потоков. Необходимо [8] дальнейшее исследование фазовой диаграммы плазмы водорода и гелия, их смесей, плазменных фазовых переходов, границ металлизации, взаимной растворимости неидеальной плазмы различного состава и химических элементов, а также возможности возникновения «гелиевого дождя» при высоких значениях температуры и давления.

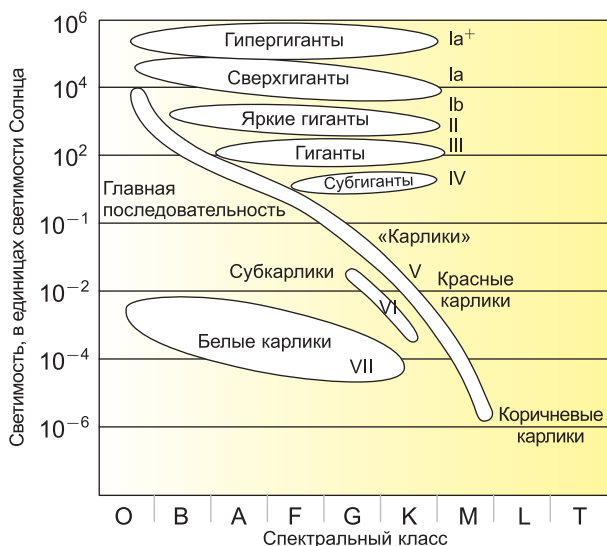
### **6.1.3. Маломассивные звезды и субзвезды**

Близкими по размерам к планетарным объектам являются маломассивные звезды и субзвезды, в недрах которых потухли ядерные реакции [20] из-за недостаточной массы. Обычно их массы составляют 0,07–0,09 массы Солнца и размер сопоставим с Юпитером. Эти «неудавшиеся звезды» занимают диапазон масс от Юпитера до Солнца и состоят из водородно-гелиевой вырожденной или частично вырожденной неидеальной плазмы с давлением в центре около 0,1 Мбар, в то время как у белых карликов плазма полностью вырождена.

Как и у планет, изучение и построение моделей атмосфер таких субзвездных объектов является крайне сложной задачей, требующей детального термодинамического и спектрального расчета молекулярной многокомпонентной плазмы (миллионы спектральных линий и полос). Необходимо также учитывать наличие конденсата, сдвига и уширения спектральных линий, а также присутствие металлов и их соединений. Все это необходимо, в частности, для расчета светимости этих плохо наблюдаемых объектов и установления их вклада в скрытую массу Галактики.

В целом оптические свойства плазмы звезд являются одной из центральных областей применения физики высоких плотностей энергии к астрофизике, так как излучение определяет перенос энергии внутри звезд, их эволюцию и наблюдаемую светимость, давая основную наблюдаемую информацию об этих объектах.

Излучательные процессы имеют большое значение для описания возникновения, эволюции и структуры межзвездных объектов. Положение звезд на диаграмме светимость-спектральный класс приведено на рис. 6.14 [4].

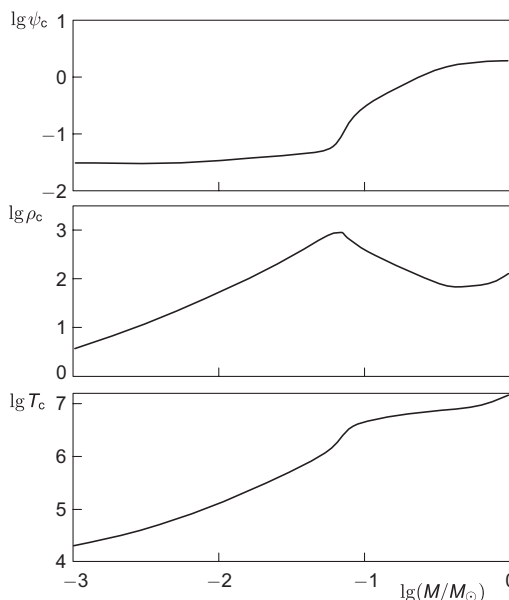


**Рис. 6.14.** Схематический вид диаграммы Герцшпрунга–Рассела в современной форме. Показаны области, занятые основными последовательностями (группами) звезд. Справа от названия последовательности приведен ее класс светимости, который обычно указывается вместе со спектральным классом звезды

#### 6.1.4. Коричневые и белые карлики

Нижние границы масс звезд весьма размыты, так как малые звезды трудно наблюдать из-за их слабого свечения — красный карлик с массой  $0,06 M_{\odot}$  имеет температуру всего 2000 К. Примерами легких звездных объектов могут служить двойная система Ross 614 с компонентами  $0,059$  и  $0,051 M_{\odot}$  (масс Солнца), а в системе LHS 1047 наименее массивный компонент весит всего  $0,055 M_{\odot}$  [21]. Расчеты показывают, что в маломассивных звездах с массой менее  $(0,07\text{--}0,1) M_{\odot}$  температура низка и недостаточна для термоядерного горения, а источником их энергии является гравитационное сжатие, которое останавливается давлением вырожденного электронного газа. К менее массивным объектам, лишенным термоядерного энергоисточника, название звезда вряд ли применимо. Примыкающие к этому пределу объекты с массой  $(0,02\text{--}0,04) M_{\odot}$  получили название коричневые (или бурые) карлики, что указывает на их инфракрасное излучение. Косвенными методами астрономам удастся заметить и менее массивные объекты, такие как спутники в системе BD 68°946 с массой  $0,009 M_{\odot}$ , которые являются переходными объектами от звезд к планетам [21].

Внутри коричневые карлики представляют собой полностью ионизированную водородно-гелиевую плазму. Параметр вырождения  $\psi = kT/kT_F$ , где  $T_F$  — температура Ферми, для звезд очень малых

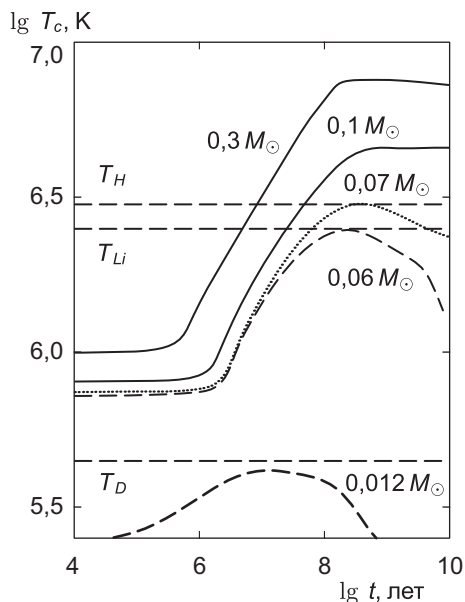


**Рис. 6.15.** Параметр вырождения  $\psi$ , центральная плотность  $\rho_c$  и центральная температура  $T_c$  для звезд малых масс и коричневых карликов с солнечным содержанием тяжелых элементов и возрастом 5 млрд лет

масс и коричневых карликов изменяется в диапазоне от 2 до 0,05, поэтому для описания внутреннего состояния необходимо учитывать термодинамические свойства частично вырожденного электронного газа. Рисунок 6.15 иллюстрирует центральные характеристики маломассивных звезд и субзвездных объектов в диапазоне масс от Юпитера до Солнца [22]. У звезд массой  $0,35 M_\odot$  недра становятся полностью конвективными и, поскольку газ все еще остается в классическом режиме ( $\psi \geq 1$ ), масса растет пропорционально радиусу  $R$  звезды, а центральная плотность  $\rho_c$  падает с увеличением массы, как  $M^{-2}$ . Ниже предела горения водорода начинает доминировать электронное вырождение, поэтому  $M \sim R^{-3}$ , а плотность снова растет с увеличением массы. Зависимость радиуса от массы  $R \sim M^{-1/3}$ , как у белых карликов, имеет место при полном вырождении, однако при частичном вырождении зависимость более пологая — радиус коричневого карлика слабо зависит от массы. При солнечном возрасте и металличности коричневый карлик имеет радиус, как у Юпитера ( $0,1 R_\odot$ ).

На рис. 6.16 показано изменение температуры в центре маломассивного объекта со временем.

Построение моделей атмосфер для коричневого карлика является сложным делом, поскольку необходимо рассчитывать молекулярное поглощение (миллионы спектральных линий), учитывать присутствие



**Рис. 6.16.** Центральная температура  $T_c$  как функция возраста для разных масс.  $T_H$ ,  $T_{Li}$  и  $T_D$  — температуры горения водорода, лития и дейтерия

конденсатов и т.п. Немаловажно и то обстоятельство, что светимость коричневых карликов в  $10^{-2} - 10^{-5}$  ниже светимости Солнца. Это сильно затрудняет поиск таких слабосветящихся объектов [22].

Интересными с точки зрения реализации экстремальных условий астрофизическими объектами являются белые карлики, аккреция на которые может приводить к сверхновым типа Ia. При эволюции звезд с массой  $(8-10)M_\odot$  термоядерное горение останавливается на стадии гелиевого или углеродно-кислородного вырожденного ядра. Это термоядерное горение в вырожденном ядре носит взрывной характер, а возросшая температура может частично снять вырождение и замедлить энерговыделение. Поэтому внешняя оболочка красного гиганта может отделяться из-за развития тепловой неустойчивости на границе слоевого источника и вырожденного ядра, образуя затем планетарную туманность. Любопытно, что положительные ионы здесь образуют кристаллическую решетку [9] — разновидность фазового перехода в неидеальной плазме [18, 23].

Иной вид звездной активности возникает, если белый карлик входит в состав двойной системы, где под действием гравитационных сил происходит перетекание вещества из соседней звезды на белый карлик, увеличивая тем самым его массу. При приближении к чандрасекаровскому [9] пределу в центре белого карлика начинается термоядерное

горение, носящее характер взрыва (модель сверхновой типа Ia). Очень важная проблема возникает при разработке моделей этого взрыва: в начальной стадии взрыва реализуется дефлаграционный режим волны горения. В конце концов он переходит в детонационный режим сгорания C–O с переходом в элементы группы железа и с преобладанием знаменитого ядра  $^{56}\text{Ni}$ , обеспечивающего при радиоактивном распаде в  $^{56}\text{Co}$  и далее в  $^{56}\text{Fe}$  всю энергетику кривой блеска сверхновой типа Ia. Однако, как для случая O–Ne–Mg белых карликов, до этого может не дойти, так как нейтронизация вещества может начаться раньше термоядерного горения и тогда возможен коллапс в нейтронную звезду.

Наличие белых карликов в составе двойных звездных систем проявляется у широкого класса переменных звезд, называемых взрывными переменными [9]. Основная их отличительная черта состоит в наличии периодических или иррегулярных вспышек различной амплитуды, а характерный размер таких систем находится в диапазоне от долей до нескольких радиусов Солнца.

Есть звезды, у которых взрывы сравнительно небольшие и происходят в поверхностных слоях, их называют новоподобными. Известны звезды с большими мощностями вспышек, когда взрыв захватывает и более глубокие слои звездных недр (несколько процентов радиуса). Эти звезды называются новыми. Наконец, если взрыв затрагивает значительную часть звезды, то мы имеем дело с так называемыми сверхновыми.

Значительно отличаются и энергетические параметры взрывов. Для самых «слабых» наблюдаемых астрономических взрывов — вспышек на Солнце — масштаб времени  $t$  составляет около  $10^3$  с, при этом освобождается энергия в количестве примерно  $10^{32}$  эрг. Для новых  $t \approx 10^8$  с и соответствующая энергия  $E \approx 10^{45}$  эрг. У сверхновых  $t \approx 10^{10}$  с и  $E \approx 10^{50}$  эрг. В ядрах галактик, вероятно,  $t \approx 10^{15}$  с и  $E \approx 10^{65}$  эрг. и т. д.

Физические причины вспышек у различных видов взрывных переменных звезд различны. Единичные мощные вспышки, характерные для новых звезд, вызваны термоядерным взрывом вещества, накопленного на поверхности белого карлика при аккреции с соседней звезды главной последовательности или со слегка проэволюционировавшего субгиганта околосолнечной массы. Расчеты показывают, что единичные вспышки возможны только в определенном диапазоне масс белых карликов и скоростей аккреции вещества на их поверхность. При очень низких скоростях перетекания вещество постепенно вырывается и присоединяется к белому карлику, а при очень высоких — вещество остается невырожденным и горение может происходить в вялом квазистационарном режиме. Для стабильности новой звезды существенно, чтобы в падающей на поверхность массе веще-

ства происходило вырождение, а рост температуры не сопровождался увеличением давления и разлетом оболочки и не приводил к термоядерному взрыву. Поскольку гравитационная энергия вещества в этих условиях почти в 100 раз меньше энергии термоядерного горения, то при взрывном термоядерном горении частицы приобретают скорость, намного превосходящую вторую космическую скорость на поверхности белого карлика, и взорванная оболочка рассеивается в межзвездной среде.

Кинетика эволюции белых карликов требует детальных сведений об уравнении состояния плазмы, о ее оптических и транспортных свойствах и используется для временного анализа соответствующей области галактики. К сожалению, нашим экспериментальным возможностям сейчас доступны лишь внешние участки этих объектов.

Вместе с тем современные компьютерные коды позволяют провести содержательное численное моделирование взрыва сверхновых. На рис. 6.17 [10] приведены результаты двумерного моделирования взрыва сверхновой II типа, где хорошо видно развитие гидродинамических неустойчивостей во время разлета плазмы.

В ряде сценариев эволюции звезд (сверхновая, новая) термоядерное горение возникает во внутренних областях вырожденной плазмы и затем передается внешним зонам в результате конвекции. При этом развиваются конвективные неустойчивости, приводящие к взрыву объекта. Похожие конвективные процессы, но без локального термо-

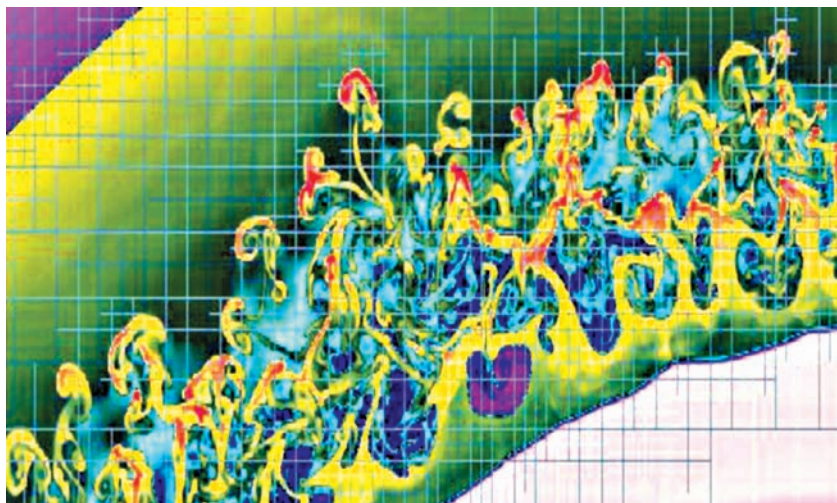


Рис. 6.17. Двумерное численное моделирование взрыва сверхновой звезды SN1987A



ядерного энерговыделения происходят, вероятно, и во внешних зонах коричневых карликов.

К сожалению, конвективные явления в вырожденной плазме изучены сейчас явно недостаточно [8]. Это требует соответствующих лабораторных экспериментов.

Существующая техника высоких давлений: алмазные наковальни, мощные ударные волны, возбуждаемые легкогазовыми пушками, электродинамическими установками, химическими и ядерными ВВ, лазерами и сильноточными пинчами — позволяет (см. лекцию 2) провести изучение уравнений состояния, оптических и транспортных свойств сильносжатой плазмы вплоть до рекордно высоких в земных условиях давлений 4 Гбар [24–26], а также достигнуть внутри лазерных микроишеней давлений до 10 Гбар, пока без количественных измерений свойств плазмы. В ряде случаев [18, 27] удастся осуществить квази-адиабатическое сжатие, резко уменьшив эффекты разогрева материала.

Можно надеяться, что лазерные установки NIF и MJL позволят резко расширить доступный диапазон параметров и достигнуть условий, характерных для планет земной группы, экзопланет и планет-гигантов, коричневых карликов и звезд средних масс, а также для внешних слоев белых карликов.

## **6.2. Сверхэкстремальные состояния вещества в компактных астрофизических объектах**

В зависимости от начальной массы звезды с солнечным химическим составом после завершения термоядерной эволюции в звездных недрах могут возникать три типа компактных остатков: белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры [1, 9].

Как известно, массивные звезды заканчивают свою жизнь колоссальным взрывом, после которого от гиганта, во много раз превышавшего размером Солнце, остается нейтронная звезда, — маленький (размером с небольшой астероид), чрезвычайно плотный (плотнее атомного ядра) быстровращающийся шар с сильным магнитным полем. Огромная сила тяжести на поверхности нейтронной звезды не дает ей разрушиться, даже когда она вращается, как некоторые радиопульсары, с частотой около 1000 об/с (при этом скорость вращения поверхности составляет около 20% скорости света) [4].

### **6.2.1. Нейтронные и кварковые звезды**

По совокупности удивительных свойств физики считают нейтронную звезду интереснейшим астрономическим объектом. Несмотря на высокую температуру, ее вещество обладает сверхтекучестью и сверх-

проводимостью: условия, необходимые для этих «сверхявлений», возникают из-за колоссальной плотности в недрах нейтронной звезды. А с точки зрения физики плазмы чрезвычайно интересна атмосфера такой звезды, где заряженные частицы взаимодействуют со сверхсильным магнитным полем (до  $10^{14}$  Гс и даже больше), которое никогда не будет получено в земных лабораториях.

В нашей Галактике обнаружено уже более 2000 нейтронных звезд и еще несколько десятков — за ее пределами. В основном это радиопульсары, а остальные — рентгеновские или гамма-источники. Астрономы считают, что в Галактике не менее 100 млн старых нейтронных звезд, которые трудно обнаружить, поскольку их поверхность остыла, а вращение замедлилось. Падающий газ разгоняется притяжением нейтронной звезды почти до 100 тыс. км/с и, ударяясь о поверхность, нагревается до миллионов градусов. Возникающее при этом рентгеновское излучение регистрируется космическими обсерваториями.

Нейтронные звезды являются самыми маленькими наблюдаемыми звездами в Галактике [28]. Их радиусы составляют порядка 10 км, что в  $10^5$  меньше размеров обычных звезд и в сотни раз меньше, чем белые карлики. Однако массы нейтронных звезд  $M$  имеют порядок массы Солнца  $M_\odot$ , группируясь около значения  $1,4M_\odot$ . Средняя плотность вещества нейтронных звезд  $\bar{\rho} = 3M/(4\pi R^3) = 7 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>, т.е. превышает стандартную ядерную плотность  $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> в несколько раз. Это самые плотные из известных нам небесных тел. Нейтронную звезду условно можно представить как громадное атомное ядро размером в 10 км. В центре звезды плотность может достигать значений, превышающих ядерную плотность в 10–20 раз. При таких плотностях в центре нейтронной звезды возможна конденсация пионов, гиперонов и каонов. Обсуждается также возможность образования странных кварков.

Сверхтекучесть барионной составляющей вещества нейтронных звезд — одна из наиболее интересных их особенностей. На основании современных моделей свертхтекучесть обусловлена куперовским спариванием барионов с противоположными импульсами под действием притягивающей составляющей сильного взаимодействия частиц. Сверхтекучесть возникает при  $T < T_c$  и ведет к появлению щели  $\Delta$  в дисперсионном соотношении барионов вблизи уровня Ферми.

Во внутренней коре нейтронной звезды предсказана [29] свертхтекучесть свободных нейтронов, а также нуклонов в атомных ядрах. В ядре нейтронной звезды свертхтекучими могут быть нейтроны, протоны и другие частицы. Сверхтекучесть заряженных частиц, например протонов, означает свертхпроводимость.

В гиперонном веществе возможно спаривание гиперонов, а в кварковом — кварков.



**Рис. 6.18. Структура гибридной или странной звезды, основанная на теории ядерной материи**

В указанных случаях расчеты дают критические температуры  $T_c \lesssim 10^{10}$  K и ниже. Предсказан новый тип сверхтекучести кварков, состоящий в спаривании разных кварков ( $ud$ ,  $us$ ,  $ds$ ). В этом случае при характерной энергии Ферми кварков около 500 МэВ можно ожидать критических температур  $T_c \approx 50$  МэВ  $\approx 5 \cdot 10^{11}$  K.

Дальнейшее сжатие нейтронных звезд может привести к деконфайменту кварков и образованию кварк-глюонной плазмы высокой плотности. Структура такой гипотетической кварковой звезды приведена на рис. 6.18 [30].

## 6.2.2. Магнитары

Важной особенностью релятивистских астрофизических объектов является наличие гигантских магнитных полей, во многом определяющих динамику их движения и излучательные характеристики.

Регистрируемое излучение нейтронной звезды является в основном мягким рентгеновским и становится доступным спустя  $10^5$ – $10^6$  лет после рождения звезды. В последнее время зарегистрирован новый класс нейтронных звезд — магнитары, обладающие сверхмощным магнитным полем до  $10^{15}$  Гс, которое влияет на их гамма-излучение, формируемое вместе с тепловым излучением поверхности [9].

Примером такого объекта может служить самая яркая в нашей галактике из зарегистрированных до сих пор гамма-вспышек, источником которой является нейтронная звезда SGR 1806-20, относящаяся к классу магнитаров и находящаяся на расстоянии примерно 50 тыс. световых

лет от Земли. Длительность вспышки была всего около 0,1 с, в течение нескольких секунд после этого выделилось больше энергии, чем испустило наше Солнце за 250 тыс. лет.

Магнитное поле этого магнитара составляет  $10^{15}$  Гс. Звезда SGR 1806-20 оказалась самым сильным из известных магнитов во Вселенной. Для сравнения значение магнитного поля Солнца меняется от 1 до 5 Гс, а магнитное поле Земли составляет всего 0,31–0,62 Гс. Если бы звезда SGR 1806-20 находилась на месте Луны, то ее магнитное поле изменило бы расположение молекул в любом живом организме, не говоря уже о радиации. Но, к счастью, в окрестностях Солнца нет таких экстремальных звездных объектов (ближайший магнитар удален на 13 тыс. световых лет). Магнитное поле SGR 1806-20 в сотни раз сильнее, чем у обычных радиопульсаров. Температура поверхности звезды при этом достигает 10 млн °С. За счет только мощнейшего магнитного поля, кусок железа у поверхности SGR 1806-20 должен испытывать силу в 150 млн раз сильнее гравитации Земли.

Крайне малая длительность вспышки свидетельствует в пользу того, что источником ее энергии является диссипация магнитного поля, запасенного в магнитосфере, а не в коре нейтронной звезды. Возникающее потом расширение «магнитного облака» с малым количеством барионного компонента (с  $M < E/c^2$ ) определяется магнитным полем. Оно является сильно релятивистским и анизотропным, сохраняя эти свои свойства в течение нескольких недель после вспышки.

В магнитарах происходят сильнейшие магнитные всплески, при этом поверхность звезды под действием силы Лоренца трескается, и из этих трещин вылетают протоны, которые, взаимодействуя с магнитным полем, излучают энергию. По величине этой энергии определяют магнитное поле звезды. В работе [31] предлагается следующая модель магнитной вспышки магнитара: большую часть времени магнитар спокоен, но вызванные магнитным полем напряжения в его твердой коре постепенно нарастают (фаза 1 на рис. 6.19). В определенный момент напряжения в коре превышают предел ее прочности, и она разламывается на множество мелких кусков (фаза 2). Это «звездотрясение» порождает

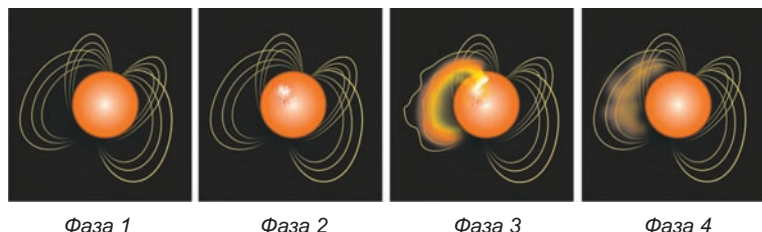


Рис. 6.19. Возникновение вспышки магнитара

пульсирующий электрический ток, который быстро затухает, оставляя после себя раскаленный плазменный шар (фаза 3). Плазменный шар охлаждается, испуская со своей поверхности рентгеновские лучи, и за считанные секунды испаряется (фаза 4).

Центральным элементом понимания структуры и эволюции звездных объектов, коллапса звезд, взрыва сверхновых и т.п. является уравнение состояния, состав и оптические свойства неидеальной плазмы звездного вещества [1, 12, 32, 33]. В них уравнение состояния включает важное условие ядерного статистического равновесия, но оно применимо лишь для очень высоких температур (около  $5 \cdot 10^{10}$  К). Соответствующие уравнения состояния формулируются для произвольного набора атомных ядер (в том числе нестабильных), а также с учетом кулоновских эффектов сильной неидеальности вещества, иногда называемого кулоновской жидкостью. К отмеченным выше большим сложностям описания сильнонеидеальной плазмы добавляются сложности учета магнитного поля, затрудняющего корректное описание связи движения центра масс ядер с электронной структурой. Здесь сделаны только первые шаги. При относительно невысоких полях и температурах предсказывается фазовый переход невырожденного газа в состояние макроскопического конденсата [12, 18]. С увеличением поля и уменьшением температуры плотность насыщенных паров этого конденсата будет уменьшаться, увеличивая оптические пробеги, так что тепловое излучение сможет легче выходить из центра звезды, занятого конденсатом металлической жидкости [8].

Новое поколение сверхмощных короткоимпульсных лазеров уже сейчас генерирует в лазерной плазме поля порядка  $10^9$  Гс (см. [34, 35] и лекцию 3). Развитие этого направления может дать новую информацию об излучательной способности и спектрах астрофизической плазмы в мощных магнитных полях.

Остроумный способ изучения физических явлений в сверхсильных магнитных полях обсуждается в работе [36]. Для электронно-дырочной плазмы (жидкости) в полупроводниках сверхсильными будут уже магнитные поля, меньшие в  $(\epsilon m_0/m)^2 \approx 10^4 - 10^3$  раз ( $m_0$  — масса протона,  $m$  — массы дырки), чем для электронно-протонной плазмы. Поэтому электронно-дырочная плазма является уникальным конденсированным объектом, который доступен для лабораторных исследований в сверхсильных магнитных полях.

### 6.2.3. Странные звезды

Как мы видели в § 4.3, кварк-глюонная плазма является экзотическим сверхплотным состоянием ядерного вещества. Такая плазма недавно открыта в лаборатории, она состоит из легких кварков, ан-

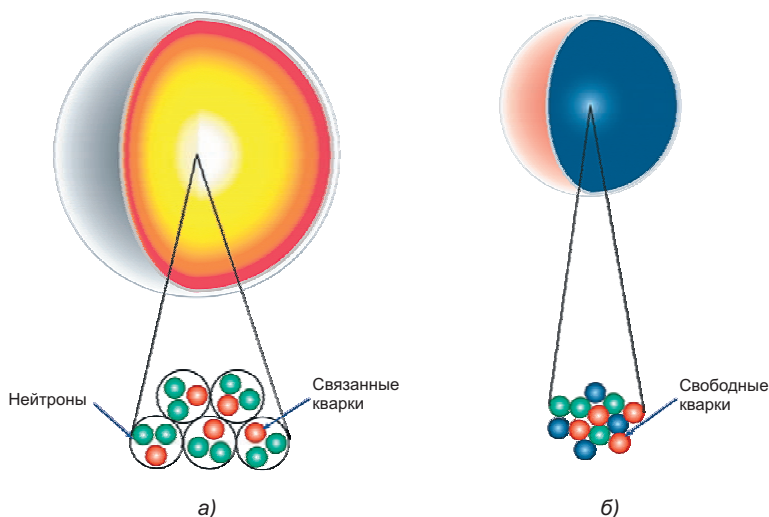


Рис. 6.20. Нейтронная (а) и кварковая (б) звезды

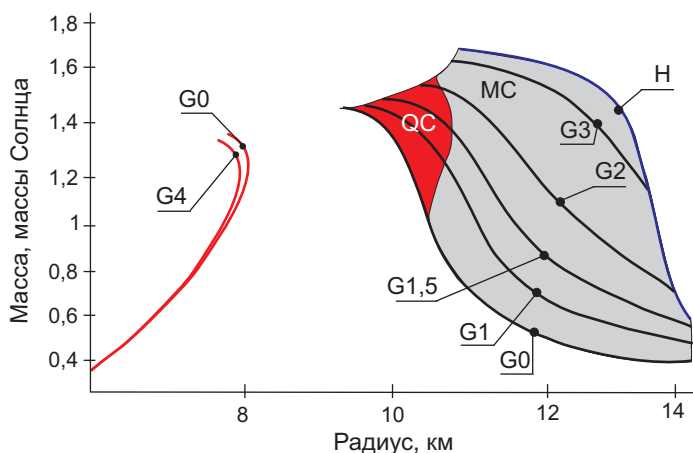


Рис. 6.21. Размеры кварковых и гибридных звезд

тикварков и глюонов [37]. Кварк-глюонная плазма обладает максимальной плотностью и может возникать в центре нейтронных звезд или при коллапсе обычных звезд (рис. 6.20). В этом случае говорят о кварковых и гибридных звездах, состоящих из кварк-глюонной материи в центре и адронной оболочки. При этом кварковые звезды должны иметь меньший размер по сравнению с нейтронными из-за большей сжимаемости кварк-глюонной плазмы (рис. 6.21). В качестве кандидата на кварк-глюонную или гибридную звезду рассматривают, например,

зафиксированную в рентгеновском диапазоне космическими телескопами «Ньютон» и «Чандра» звезду RXJ1856 радиусом более 16 км.

Отметим в этой связи гипотезу [38], по которой плазма почти свободных кварков представляет собой абсолютно устойчивое состояние вещества не только при высоких давлениях, но и при нулевом давлении. Если это так, то вместо нейтронной звезды возможны так называемые странные звезды, почти целиком состоящие из кваркового вещества с плотностью не менее  $\rho_0$ .

Сверхплотные состояния материи и, в частности, кварк-глюонная плазма могут проявляться также и в черных дырах — объектах, предсказанных общей теорией относительности, в которых поле тяготения столь велико, что вторая космическая скорость равна скорости света [6, 39].

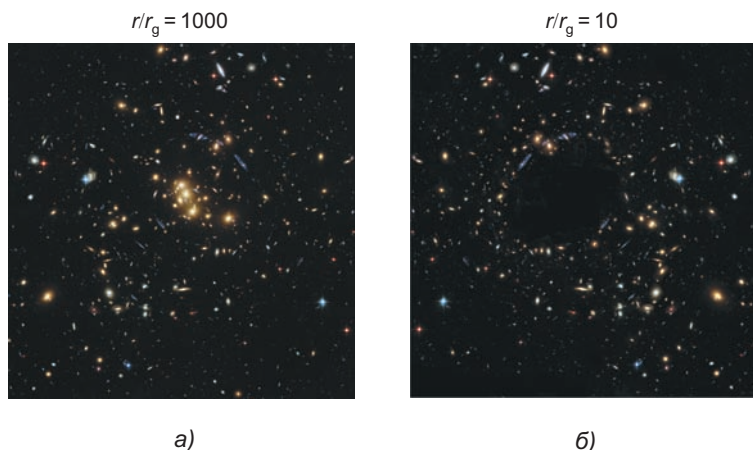
#### 6.2.4. Черные дыры

В черных дырах реализуются наиболее «экстремальные» состояния материи, сопоставимые, по-видимому, лишь с самыми начальными этапами теплого Большого взрыва.

Условия возникновения черных дыр соответствуют сжатию вещества до некоторой критической плотности  $\rho_{кр} = 2 \cdot 10^{16} (M_{\odot}/M)^2 \text{ г/см}^3$ , которая обратно пропорциональна массе объекта. Для типичной черной дыры звездной массы ( $M = 10 M_{\odot}$ ) гравитационный радиус равен 30 км, а критическая плотность составляет  $2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$  и равна плотности атомного ядра.

По существующим сейчас представлениям [3] наша Галактика (наблюдаемая нами как Млечный Путь) может содержать в своем центре черную дыру с массой около  $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$  и размером порядка 0,05 астрономических единиц. Галактика имеет диаметр около 80 тыс. световых лет, толщину примерно 6000 световых лет и сферический ореол (гало) радиусом порядка  $10^5$  световых лет. Солнце и Земля отстоят от центра Галактики на 26 тыс. световых лет, вращаясь вокруг центра Галактики с периодом 230 млн лет, совершив за 5 млрд лет существования всего 22 оборота.

Косвенно о присутствии черных дыр можно судить по их гравитационному воздействию (рис. 6.22) на соседние объекты. В нашей галактике насчитывается около 20 кандидатов в черные дыры — звездных масс, а сверхмассивные (в миллионы  $M_{\odot}$ ) черные дыры, возможно, присутствуют примерно в 300 галактиках. Но этих объектов почти наверняка больше. На протяжении долгой истории многие звезды, израсходовав свое топливо, должны сколлапсировать, так что число черных дыр может быть сопоставимо с числом видимых звезд и, соглас-



**Рис. 6.22. Черная дыра на фоне звездного неба.** На расстоянии  $1000 r_g$  ее присутствие трудно заметить (а), на расстоянии  $10 r_g$  (б) она искажает вид звездного неба



**Рис. 6.23. Лазерная генерация кварк-глюонной плазмы и мини-черной дыры**

но работе [40], их масса может объяснить высокую скорость вращения галактик.

В последнее время открыты гигантские черные дыры с массой в миллионы солнечных масс. Часть из них существовала еще 13 млрд лет назад. Сейчас до конца еще не ясен механизм образования таких гигантов. То ли они возникают из слияния черных дыр меньшего размера, то ли они возникли прямо путем гравитационной аккреции.

Сильноточные Z-пинчи, лазеры и ускорители релятивистских тяжелых ионов (см. лекции 2, 3) могут в той или иной степени воспроизводить фотоионизационные явления в плазме, позволяя лучше разобраться в динамике аккреции вещества в черные дыры.

Любопытное предложение получить в земных условиях мини-черные дыры содержится в работах [41, 42] (рис. 6.23). В этой постановке два эксаваттных лазера, облучая золотые мишени, генерируют сталкивающиеся потоки ионов в энергией не менее 1 ТэВ, что должно приводить к образованию черной дыры с радиусом порядка  $10^{-4}$  фм.



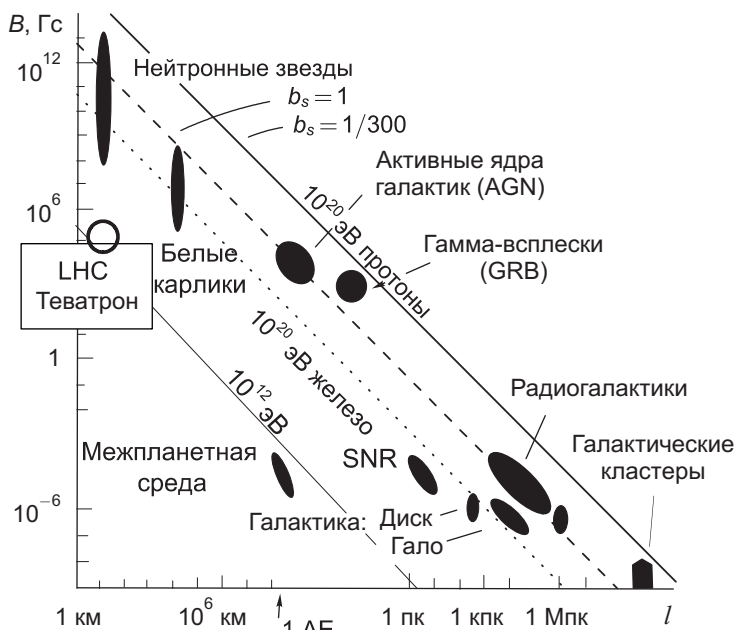


Рис. 6.24. Диаграмма Хилласа с характерными магнитными полями и размерами астрофизических объектов

На рис. 6.24 [43] представлена диаграмма Хилласа с характерными магнитными полями и размерами астрофизических объектов. Она демонстрирует также их возможности как ускорителей частиц. Сплошные линии — оценки размеров (в парсеках) и значений индукции магнитного поля (в гауссах) объектов, способных разогнать протоны до энергий в  $10^{20}$  и  $10^{21}$  эВ при скорости ударной волны в 300 раз меньшей скорости света. Точечная кривая — то же для ядер железа. Темными пятнами отмечены наблюдаемые размеры и магнитные поля различных астрофизических объектов.

Вероятно, что при заданных предположениях о характере самого механизма ускорения частиц (Ферми) в известной нам Вселенной нет явного кандидата на роль Зеватрона — ускорителя наблюдаемых энергий космических частиц. Для сравнения здесь же показаны характеристики ускорителей «Теватрон» и LHC.

## Литература

1. Киржниц Д.А. Экстремальные состояния вещества (сверхвысокие давления и температуры) // УФН. 1971. Т. 104. № 7. С. 489.

2. **Чернин А.Д.** Темная энергия и всемирное антитяготение // УФН. 2008. Т. 178. № 3. С. 267.
3. **Грибанов А.А.** Основные представления современной космологии. М.: Физматлит, 2008.
4. **Звезды** / под ред. В.Г. Сурдина. Астрономия и астрофизика. — 2 изд. М.: Физматлит, 2009.
5. **Гинзбург В.Л.** О физике и астрофизике. М.: Бюро Квантум, 1995.
6. **Васса J.R.** The World's 20 Greatest Unsolved Problems. New Jersey: Prentice Hall-PTR, 2004.
7. **Черепашук А.М., Чернин А.Д.** Вселенная, жизнь, черные дыры. Фрязино: Век-2, 2004.
8. **Frontiers in High Energy Density Physics** / Ed. by D. Henderson. Washington: National Research Council, Nat. Acad. Press, 2003.
9. **Засов А.В., Постнов К.А.** Общая астрофизика. Фрязино: Век-2, 2006.
10. **Drake R.P.** High-Energy-Density Physics. Berlin-Heidelberg: Springer, 2006.
11. **Фортов В.Е.** Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества // УФН. 2007. Т. 177. № 4. С. 347.
12. **Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т.** Физика неидеальной плазмы. М.: Физматлит, 2004.
13. **The theory of brown dwarfs and extrasolar giant planets** / A. Burrows, W. B. Hubbard, J. I. Lunine, J. Liebert // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73. № 3. P. 719–765.
14. **Родионова Ж.Ф., Сурдин В.Г.** Планеты солнечной системы // Астрономия XXI век / под ред. В.Г. Сурдина. Фрязино: Век-2, 2007. С. 34.
15. **Шевченко В.В.** Природа планет // Астрономия XXI век / под ред. В.Г. Сурдина. Фрязино: Век-2, 2007. С. 93.
16. **Самусь Н.Н.** Переменные звезды // Астрономия XXI век / под ред. В.Г. Сурдина. Фрязино: Век-2, 2007. С. 162.
17. **Шевченко В.В.** Солнечная система // Энциклопедия «Современное естествознание» / под ред. В.Н. Сойфера. М.: Магистр-пресс, 2000. Т. 4. Физика элементарных частиц. Астрофизика. С. 125.
18. **Phase Transition in a Strongly Nonideal Deuterium Plasma Generated by Quasi-Isentropical Compression at Megabar Pressures** / V.E. Fortov, R.I. Ilkaev, V.A. Arinin et al // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. № 18. P. 185001.
19. **Nellis J.W.** // High Pressure Phenomena. Proc. Int. School of Physics «Enrico Fermi». Amsterdam, Oxford: JOS Press, 2002. P. 607.
20. **Балег Ю.Ю.** Коричневые карлики: субзвезды без ядерных реакций (Сессия РАН 30.01.02) // УФН. 2002. Т. 172. № 8. С. 945.
21. **Сурдин В.** Рождение звезд. М.: Эдитория УРСС, 1999.
22. **Балег Ю.Ю.** Коричневые карлики: субзвезды без ядерных реакций // УФН. 2002. Т. 172. № 8. С. 945–949.
23. **Шашкин А.А.** Переходы металл — диэлектрик и эффекты электрон-электронного взаимодействия в двумерных электронных системах // УФН. 2005. Т. 175. № 2. С. 139.

24. **Мощные** ударные волны и экстремальные состояния вещества / Е.Н. Аврорин, Б.К. Водолага, В.А. Симоненко, В.Е. Фортов // УФН. 1993. Т. 163. № 5. С. 1.
25. **Аврорин Е.Н., Симоненко В.А., Шибаршов Л.И.** Физические исследования при ядерных взрывах // УФН. 2006. Т. 176. № 4. С. 449.
26. **Трунин Р.Ф.** Ударная сжимаемость конденсированных веществ в мощных ударных волнах подземных ядерных взрывов // УФН. 1994. Т. 164. № 11. С. 1215.
27. **Equation of State Measurements in Liquid Deuterium to 70 GPa** / M.D. Knudson, D.L. Hanson, J.E. Bailey et al // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. № 22. P. 225501.
28. **Истомин Я.Н.** Генерация электронно-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд // УФН. 2008. Т. 178. № 8. С. 880.
29. **Яковлев Д.Г.** Сверхтекучесть в нейтронных звездах // УФН. 2001. Т. 171. № 8. С. 866–868.
30. **The CBM Physics Book** / Ed. by B. Friman, C. Höhne, J. Knoll et al 1 edition. Springer. 2010. V. 814 of Lecture Notes in Physics.
31. **Засов А.В., Сурдин В.Г.** Разнообразие галактик // *Астрономия XXI век* / под ред. В.Г. Сурдина. Фрязино: Век-2, 2007. С. 329.
32. **Haensel P., Potekhin A., Yakovlev D.** Neutron Stars 1: Equation of State and Structure. New York: Springer, 2007.
33. **Энциклопедия** низкотемпературной плазмы / под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000.
34. **Fast** neutron emission from a high-energy ion beam produced by a high-intensity subpicosecond laser pulse / L. Disdier, J-P. Garconnet, G. Malka, J-L. Miquel // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. № 7. P. 1454 – 1457.
35. **Wakeless** triple-soliton accelerator / K. Mima, T. Ohsuga, H. Takabe et al // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. № 12. P. 1421–1424.
36. **Келдыш Л.В., Джеффрис К.Д.** Электронно-дырочные капли в полупроводниках. М.: Наука, 1988.
37. **Новиков И.Д.** Отзвуки Большого взрыва (наблюдения реликтового излучения)(Сессия РАН 28.02.2001) // УФН. 2001. Т. 171. № 8. С. 859.
38. **Witten E.** Cosmic separation of phases // Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 272–285.
39. **Черепашук А.М.** Массы черных дыр в двойных звездных системах // УФН. 1996. Т. 166. № 8. С. 809.
40. **Хокинг С.** Краткая история времени. От большого взрыва до черных дыр. Санкт-Петербург: Амфора, 2007.
41. **Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.** Phenomenology, astrophysics, and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. № 8. P. 086004.
42. **Bleicher M.** How to create black holes on Earth // Eur. J. Phys. 2007. V. 28. № 3. P. 509–516.
43. **Панасюк М.** Странники Вселенной или эхо Большого взрыва. Фрязино: Век-2, 2005.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наука о строении вещества при экстремально высоких давлениях и температурах и космофизика тесно связаны и взаимно переплетены (см. Д.А. Киржниц. Лекции по физике. — М.: Наука, 2006). С одной стороны, решение практически любой космофизической проблемы немислимо без использования информации о структуре вещества соответствующего небесного объекта. С другой стороны, космофизика дает и ядерной, и субъядерной физике информацию, которая существенно дополняет сведения, полученные в земных лабораториях. Это касается, например, особенностей ядерных сил (пульсарные данные) и числа сортов нейтрино (космологические данные).

Значительного возрастания роли Космоса (в особенности Вселенной как целого), как источника фундаментальной информации, следует ожидать и в будущем. Это связано с уже видимой границей возможностей физики ускорителей. В то же время постоянно появляющиеся возможности в экспериментальной физике экстремальных состояний вещества дают надежду на воспроизведение в лабораторных условиях ультраэкстремальных состояний вещества, столь типичных для окружающей нас Вселенной.

И хотя предельные давления лабораторной плазмы пока отличаются от максимальных астрофизических значений на 20–30 порядков, этот разрыв стремительно сокращается, а физические процессы в лаборатории и космосе часто демонстрируют поразительное разнообразие и вместе с тем глубокие аналогии, свидетельствуя, как минимум, о единстве физических принципов поведения вещества в широчайшем диапазоне плотностей (примерно 42 порядка) и температур (до  $10^{13}$  К).

Все это поражает самое смелое воображение, и как указывал еще Вольтер, «... в природе это явление совершенно естественное и заурядное. Владения некоторых государей Германии и Италии, которые можно объехать в какие-нибудь полчаса, при сравнении их с империями Турции, Московии или Китая дают лишь слабое представление о тех удивительных контрастах, которые заложены во все сущее» (Voltaire. *Micromégès*. — Romans, V. 1, Paris, 1887).

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>К читателю</b>	<b>5</b>
<b>От редакционной коллегии</b>	<b>6</b>
<b>Предисловие автора</b>	<b>8</b>
<b>Введение</b>	<b>10</b>
Литература . . . . .	13
<b>Лекция 1. Вещество в экстремальных условиях. Классификация состояний</b>	<b>15</b>
Литература . . . . .	24
<b>Лекция 2. Экстремальные состояния вещества в лаборатории</b>	<b>26</b>
2.1. Основные направления исследований . . . . .	26
2.2. Генераторы высоких плотностей энергии . . . . .	27
2.2.1. Статические методы алмазных наковален . . . . .	31
2.2.2. Динамические методы . . . . .	32
2.2.3. Легкогазовые пушки и химические ВВ . . . . .	38
2.2.4. Подземные ядерные взрывы . . . . .	41
2.2.5. Взрывомагнитные генераторы . . . . .	45
2.2.6. Устройства сильноточной импульсной электроники . . . . .	49
2.3. Мощные лазеры . . . . .	54
2.4. Ускорители заряженных частиц . . . . .	66
2.4.1. Большой адронный коллайдер . . . . .	67
2.4.2. Проект FAIR . . . . .	71
2.4.3. Тяжелоионные эксперименты в проекте NICA . . . . .	81
2.5. Технические приложения . . . . .	85
2.5.1. Управляемый термоядерный синтез с магнитным удержанием . . . . .	85
2.5.2. Лазерный термоядерный синтез с инерционным удержанием . . . . .	90
2.5.3. Термоядерный синтез пучками тяжелых ионов . . . . .	98
2.5.4. Лазерно-плазменное ускорение заряженных частиц . . . . .	99
2.5.5. Синхротронные источники, лазеры на свободных электронах, терагерцовые генераторы . . . . .	102
Литература . . . . .	104

<b>Лекция 3. Воздействие лазерного излучения на вещество</b>	<b>107</b>
3.1. Физические эффекты при воздействии мощного лазерного излучения	107
3.2. Лазерные ударные волны	115
3.3. Механика сверхбыстрых деформаций	121
3.3.1. Механические свойства при сверхбыстрых деформациях	121
3.3.2. Динамическая прочность расплавов и твердых фаз металлов	127
3.4. Сильные магнитные поля	130
Литература	133
<b>Лекция 4. Столкновения релятивистских ионов</b>	<b>136</b>
4.1. Ускорительная техника	136
4.2. Генерация макроскопических объемов горячей плазмы	139
4.3. Кварк-глюонная плазма	144
4.4. Вязкость и межчастичное взаимодействие	162
Литература	166
<b>Лекция 5. Физика сильносжатой электромагнитной плазмы</b>	<b>169</b>
5.1. Иерархия моделей	170
5.2. Химическая модель плазмы	173
5.2.1. Термодинамика ударно-сжатой плазмы мегабарного диапазона давлений. Неидеальность и вырождение	173
5.2.2. Термодинамика газов	177
5.2.3. Термодинамика плазмы металлов	180
5.3. Метод функционала плотности	186
5.3.1. Атомные и молекулярные структуры	190
5.3.2. Конденсированные среды	194
Литература	197
<b>Лекция 6. Экстремальные состояния вещества в астрофизике</b>	<b>202</b>
6.1. Планеты и экзопланеты, маломассивные звезды	204
6.1.1. Планеты Солнечной системы	205
6.1.2. Экзопланеты	209
6.1.3. Маломассивные звезды и субзвезды	215
6.1.4. Коричневые и белые карлики	216
6.2. Сверхэкстремальные состояния вещества в компактных астрофизических объектах	221
6.2.1. Нейтронные и кварковые звезды	221
6.2.2. Магнитары	223
6.2.3. Странные звезды	225
6.2.4. Черные дыры	227
Литература	229
<b>Заключение</b>	<b>232</b>

*Учебное электронное издание*

Серия «Высшая школа физики»

Выпуск 1

**Фортов Владимир Евгеньевич**

**ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ  
ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ВЕЩЕСТВА**

*Редактор В.Г. Султанов*

*Корректор Р.М. Ваничкина*

*Компьютерная верстка В.Г. Султанов, В.В. Пак*

*Подготовка электронного издания Д.О. Лазарев*

АО «Издательский дом МЭИ», 111250, Москва, ул. Красноказарменная, д. 14А,  
тел/факс: (495) 640-83-27, адрес в Интернете: <http://www.idmei.ru>,  
электронная почта: [info@idmei.ru](mailto:info@idmei.ru)